

**«Закон сохранения
поляризации
электромагнитных
волн»**

2005 г.

1. Вводная часть

Открытие относится к области электродинамики.

Ранее было известно, что поляризация электромагнитной волны (ЭМВ) описывается положением взаимно ортогональных векторов электрического **E** и магнитного **B** полей в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны – вектору Пойнтинга **G**, причём различают линейную и эллиптическую (в частном случае – круговую) поляризацию. В последнем случае векторы **E** и **B** могут вращаться по правому или левому кругам. Известно, что поляризация ЭМВ может изменяться в анизотропных средах, переходя от линейной к эллиптической и круговой и наоборот (эффекты Керра, Поккельса и др.). Также известно, что плоскость поляризации в оптически активных средах может поворачиваться (эффект Фарадея). Считалось, что в вакууме и в изотропных средах ЭМВ распространяется без изменения своей поляризации. Это же свойство имеет место при развитии колебательного процесса излучения в лазерах – индуцированные фотоны имеют ту же частоту и поляризацию, а также то же направление распространения, какую имел индуцирующий фотон, взаимодействующий с возбуждённым атомом рабочего вещества лазера.

Прежде, чем перейти к обсуждению физической сущности поляризации, следует обратить внимание, что проблеме поляризации и её свойствам недостаточно уделялось внимания, несмотря на широкое использование закономерностей и эффектов взаимодействия ЭМВ с анизотропными и оптически активными средами в технике.

Согласно открытому М.Фарадеем закону электромагнитной индукции изменение во времени магнитного поля влечёт за собой появление переменного вихревого электрического поля. Ключевым шагом к пониманию природы электромагнитных явлений была гипотеза Дж.К.Максвелла, что переменное электрическое поле вызывает, в свою очередь, появление переменного магнитного поля. Таким образом, Максвелл восстановил полную симметрию электрического и магнитного полей и показал, что они взаимнопревращаемы, так что на самом деле следует говорить о едином электромагнитном поле. Четыре важных уравнения Максвелла, которые объединили все известные экспериментальные факты об электричестве и магнетизме, были записаны Максвеллом в 1856 году, и они отражают четыре фундаментальных опытных факта:

- электрические заряды создают электрическое поле, величина которого определяется законом Кулона;
- в природе не существует магнитных зарядов (монополей), поэтому силовые линии магнитного поля замкнуты;
- всякий ток (включая и ток смещения – переменный ток в конденсаторах) порождает магнитное поле, определяемое законом Био-Савара;
- меняющееся во времени магнитное поле порождает переменное вихревое электрическое поле по закону электромагнитной индукции Фарадея.

Из этого следует, что меняющиеся во времени электрическое и магнитное поля могут распространяться в пространстве, оторвавшись от своих источников. Как теоретически показал Максвелл, это должно приводить к существованию поперечных электромагнитных волн в пустом пространстве – периодически изменяющихся в пространстве и во времени электрических и магнитных полей, переносящих энергию с постоянной скоростью – скоростью света $c = 2,99792458 \cdot 10^8$ м/с.

Математически изменение напряжённостей электрического и магнитного полей в плоской монохроматической волне можно записать в виде (ось χ выбрана в направлении распространения волны):

$$E_y = E_v \sin(k\chi - \omega t),$$

$$B_z = B_v \sin(k\chi - \omega t),$$

где $\omega = 2\pi\nu$ – круговая частота, ν – частота ЭМВ, а длина волны $\lambda = c/\nu = cT$, где T – период колебаний, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число.

Впервые Г.Герц в 1887 году экспериментально доказал существование ЭМВ. Он показал, что излучение волн имеет место в случае ускоренного движения зарядов. По закону И.Ньютона ускорение \mathbf{a} заряженной частицы пропорционально действующей на неё силе \mathbf{F} (то есть пропорционально электрическому полю $\mathbf{F} = q\mathbf{E}$). Если заряд колеблется по гармоническому закону с частотой ω , то его координата $\chi \sim \sin(\omega t)$. Ускорение равно второй производной координаты по времени, отсюда $\mathbf{a} \sim \omega^2$. Поэтому и поле $\mathbf{E} \sim \omega^2$. Поле \mathbf{B} на равных правах определяет свойства электромагнитной волны, так что и $\mathbf{B} \sim \omega^2$. Плотность энергии электрического поля пропорциональна квадрату напряжённости поля, то же самое в силу симметрии относится и к магнитному полю, так что полная плотность энергии излучения $w \sim \omega^4$ (измеряется в Дж/м³). Энергия ЭМВ сосредоточена в изменяющихся со временем электрическом и магнитном полях и переносится в пространстве, что подтверждается приёмом волн на больших расстояниях от источника. Интенсивность ЭМВ – вектор Пойнтинга $\mathbf{G} \sim \omega^4$ (имеет размерность Вт/м²) также пропорциональна четвёртой степени круговой частоты поля.

В случае точечного источника излучения, когда его размеры пренебрежимо малы по сравнению с расстоянием до наблюдателя \mathbf{R} , вектор Пойнтинга убывает (для сферической волны) обратно пропорционально квадрату расстояния $\mathbf{G} \sim 1/R^2$.

При рассмотрении ЭМВ в волновой теории излучение воспринимается как неделимый непрерывный поток энергии, характеризующийся направлением распространения, плотностью потока энергии для рассматриваемого пространственного сечения, частотой излучения и поляризацией. В квантовой теории поле рассматривается как поток корпускул энергии – фотонов, имеющих энергию $h\nu$, где $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж*с – постоянная Планка, и массу движения $m_\phi = h\nu/c^2$, а также поляризацию. Интересно заметить, что в случае фотонного поля его энергетические характеристики уже выражаются не через четвёртую степень круговой частоты $\omega = 2\pi\nu$, а только через частоту ν в первой степени и величину плотности фотонного потока (число фотонов данного сорта, проходящих через заданное сечение). Имеющийся в физике дуализм в представлении природы переноса энергии в пустом пространстве подтверждается массой опытных фактов, одни из которых указывают на волновые свойства такой энергии (интерференция, дифракция, дисперсия и др.), а другие – на корпускулярные (фотоэффект, индуцированное излучение в лазерных системах, эффект Комптона и др.). При представлении фотона обычно не используют понятий напряжённости электрического и магнитного полей в качестве компонент его энергетики, хотя в макроскопическом приближении поток фотонов может быть эквивалентно заменён соответствующим потоком ЭМВ, и некоторые опытные факты могут быть с одинаковым успехом описаны как с позиции волновой, так и корпускулярной теорий.

Интересно также отметить, что и в той, и в другой концепциях математического описания природы переноса энергии в пространстве возникает необходимость представления *поляризации* излучения. В волновой теории поляризация задаётся положением вектора электрического поля \mathbf{E} , в частности, её удобно интерпретировать сферой Пуанкаре, полученной в декартовой системе координат, на координатных осях которой откладывают соответствующие значения параметров Стокса S_1 , S_2 и S_3 , которые определяются из уравнений, составленных для компонент E_1 и E_2 электрического поля ЭМВ и разностей фаз Φ_{12} между этими компонентами (причём указанные компоненты E_1 и E_2 представляют собой векторы напряжённости для двух составляющих поля \mathbf{E} , вращающихся по правому и левому кругам). Эти уравнения имеют вид:

$$\begin{aligned} S_1 &= E_2^2 - E_1^2, \\ S_2 &= 2E_1E_2 \cos \Phi_{12}, \\ S_3 &= 2E_1E_2 \sin \Phi_{12} \end{aligned} \quad (1)$$

Причём четвёртый параметр Стокса S_0 принимает вид

$$S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 \quad (2)$$

и определяет интенсивность электромагнитной волны, определяя единичный радиус нормированной сферы Пуанкарэ. Параметры Стокса S_1 , S_2 и S_3 имеют своими геометрическими образами прямоугольные координаты некоторой точки A , изображающей поляризацию волны на сфере Пуанкарэ. Начало координат при этом совмещается с центром сферы, ось z' направляется вдоль круговых поляризаций, а ось x' лежит в плоскости нулевого меридиана $\beta = 0$, где

$$\beta = 0,5 \arctg (S_2 / S_3). \quad (3)$$

Радиус сферы Пуанкарэ принимается в определённом масштабе равным нормированной единичной интенсивности волны $E_m^2 = G = 1$. Тогда указанные в (1-3) параметры Стокса можно переписать в виде:

$$\begin{aligned} S_0 &= E_m^2, \\ S_1 &= E_m^2 \cos 2\alpha \cos 2\beta, \\ S_2 &= E_m^2 \cos 2\alpha \sin 2\beta, \\ S_3 &= E_m^2 \sin 2\beta, \end{aligned} \quad (4)$$

причём

$$\alpha = 0,5 \arctg (S_3 / S_0). \quad (5)$$

Таким образом, параметры Стокса в линейно-поляризованном базисе $[x', y']$ выражаются как тригонометрические функции угла эллиптичности α и угла ориентации эллипса β . В простейшем случае поворота линейно-поляризованного базиса на произвольный угол $\Delta\beta$, например, при распространении ЭМВ через однородную оптически активную среду, нетрудно найти формулы, определяющие параметры Стокса при таком преобразовании поляризационного базиса, учитывая, что преобразование параметров Стокса должно быть линейным и унитарным, поскольку эти параметры изображаются прямоугольными координатами точек сферы Пуанкарэ. Эти формулы получаются из решения:

$$\begin{pmatrix} S_0^* \\ S_1^* \\ S_2^* \\ S_3^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\Delta\beta & -\sin 2\Delta\beta & 0 \\ 0 & \sin 2\Delta\beta & \cos 2\Delta\beta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix}. \quad (6)$$

В частности, используя геометрическое представление параметров Стокса, можно показать, что параметр S_2 физически представляет собой разность интенсивности линейно поляризованных компонент в системе координат, повернутой на 45° относительно исходной. Аналогично можно показать, что параметр S_3 есть разность интенсивностей компонент, поляризованных по правому и левому кругам.

Таким образом, с учётом поляризационных характеристик, полностью задаваемых параметрами Стокса, волновая функция электромагнитного поля может быть определена семью независимыми переменными: тремя пространственными x, y, z , временной переменной t и тремя поляризационными S_1, S_2 и S_3 , определяющими сферу Пуанкарэ в координатах x', y' и z' , не являющихся координатами пространства переменных x, y и z . Итак, можно считать волновую функцию ЭМВ как некоторый «семивектор».

Тем не менее указанное описание поляризации ЭМВ не даёт ясного физического представления о том, как устроена волна, какими физическими компонентами она наделена, из чего состоит.

Аналогично это же утверждение относится и к фотонам для корпускулярной концепции передачи энергии в пространстве. Структура фотона представляется различными моделями, одной из которых является модель, предложенная Брюллиэном. В трактовке

Брюллиэна поляризация фотона определяется соответствующей ориентацией в пространстве его *спина* (момента количества движения). Принято говорить, что фотон не имеет массы покоя, а лишь характеризуется массой движения, величина которой выражается из формулы Планка об энергии фотона $E = h\nu$ и уравнения Эйнштейна для зависимости энергии от массы $E = mc^2$, откуда следует вывод, что масса фотона $m_\phi = h\nu / c^2$.

Наличие у фотона массы движения позволяет предположить наличие у него также и импульса \mathbf{p}_ϕ (количества движения) и момента количества движения \mathbf{l}_ϕ в виде:

$$\begin{aligned}\mathbf{p}_\phi &= k h\nu / c, \\ \mathbf{l}_\phi &= \mathbf{g} h / 2\pi,\end{aligned}\tag{7}$$

где \mathbf{k} и \mathbf{g} – соответствующие векторы-орты момента и момента количества движения фотона, причём \mathbf{k} коллинеарен с волновым вектором \mathbf{k} волнового потока, то есть с направлением распространения ЭМВ (потока фотонов), а \mathbf{g} характеризует поляризационное состояние фотона (принята концепция Брюллиэна).

Опыт показывает, что в макроскопическом представлении фотоны не имеют электрического заряда, электрического дипольного момента, магнитного момента, а время жизни фотона без его взаимодействия с веществом следует считать бесконечным. Фотонная структура электромагнитного поля обуславливает целый ряд свойств, которые не укладываются целиком в рамки максвелловской электромагнитной теории. Тем не менее единство волновой и корпускулярной природы света (и вообще ЭМВ) является не внешним феноменологическим свойством электромагнитного поля, а органическим, отражающим внутреннее присущее ему свойство. Однако до сих пор остаётся совершенно неясным «механизм» этой двойственной природы света, неизвестны элементарные процессы распространения фотонов в пустом пространстве и в среде, а также их взаимодействие с частицами среды, поскольку до сих пор не раскрыта структура фотона как частицы. Так, при рассмотрении микроприроды процесса распространения света в прозрачном веществе, например, в стекле (или ЭМВ в диэлектриках) возникает противоречие между концепцией взаимодействия фотонов с атомами среды с учётом времени таких актов взаимодействия и скоростью движения фотонов в среде: свет через стекло проходит значительно быстрее, чем это следовало бы при учёте взаимодействия всех фотонов со всеми атомами среды, с которыми они взаимодействуют.

Также известно, что фотоны не отклоняются в электрических и магнитных полях, не взаимодействуют друг с другом (исключение всё же есть – при рождении пары «электрон-позитрон» от взаимодействия двух фотонов высокой энергии), однако отклоняются в сильном гравитационном поле (эффект двойных звёзд в астрономии). Нечувствительность фотонов к электрическим и магнитным полям представляется несколько странной, если учесть то обстоятельство, что соответствующая им электромагнитная волна была образована именно за счёт процессов колебательного перемещения зарядов (переменного электрического тока) в источнике ЭМВ. Как хорошо известно, электрические поля между собой взаимодействуют (так же, как и магнитные), и результирующий вектор электрического поля после такого взаимодействия определяется как геометрическая сумма исходных векторов до взаимодействия. Однако с фотоном, покинувшим источник излучения, дело обстоит иначе: хотя отвечающая ему электромагнитная волна и содержит в своём *физико-математическом описании* компоненту электрического поля, однако эта компонента никак не взаимодействует с внешним электрическим (магнитным) полем, и траектория фотонов во внешних электрических и магнитных полях не искривляется.

Рассматривая процессы преломления ЭМВ на границе двух сред с разными показателями преломления (с разной оптической плотностью для света), напротив, отмечаем изменение траектории движения фотонного поля. То же мы имеем при рефракции: при распространении ЭМВ (фотонов) в среде с переменным показателем преломления. Известно

также явление «красного смещения» фотонов при их излучении от далёких галактических объектов, что некоторые учёные связывают с так называемым «разбеганием галактик», предсказанным академиком Фридманом, и сопутствующим ему эффектом Доплера, а некоторые придерживаются точки зрения «старения фотона». Кроме того, такое «старение фотона» (сдвиг частоты в красную область спектра в связи с потерей части энергии) наблюдается при искривлении траектории движения фотонного поля в сильном гравитационном поле с явно выраженным градиентом его напряжённости, чему имеются твёрдые экспериментальные доказательства.

Всё вышеуказанное свидетельствует скорее о недостатке наших знаний о природе электромагнитного поля, его свойствах и закономерностях, несовершенстве теоретического описания процессов переноса поля в среде и взаимодействия поля со средой, одним из следствий чего является дуализм во взглядах на природу этой материальной субстанции.

Автор данного научного открытия исходит из концепции связанности явлений и закономерностей в природе и их **общности** независимо от того, о каких видах и формах существования материи идёт речь. В физике до открытия электромагнитных полей и квантово-механического описания волновых функций (уравнением Шредингера) безраздельно господствовала механика И.Ньютона. Для объектов материального мира этот великий английский учёный открыл три фундаментальных закона – закон инерции, закон, связывающий ускорение некоторой массы с действующей на неё внешней силой, и закон действия и противодействия сил по отношению к материальному объекту. Эти важнейшие закономерности опосредуются к так называемой *механической фазе* существования материи. В отличие от указанной механической фазы материи электромагнитное поле (фотонное поле) представляет собой иную форму существования материи, находящуюся в так называемой *электродинамической фазе* (указанная терминология предложена автором). Исходя из концепции общности законов природы независимо от той или иной фазы существования материи, следует признать, что законы, сформулированные И.Ньютоном для объектов материального мира, которые можно, фигурально говоря, увидеть и потрогать, должны также в какой-то форме действовать и в отношении таких «виртуальных» объектов, как электромагнитное поле, находящихся в так называемой электродинамической фазе своего существования.

Действительно, используется же, например, фундаментальный закон сохранения энергии как для описания механической системы тел, так и для описания процессов в электромагнитных (фотонных) полях. Этот же закон позволил А.Эйнштейну вывести своё знаменитое соотношение между дефектом массы и энергией, что нашло своё блестящее экспериментальное подтверждение в ядерной физике, и эта закономерность как раз относится к процессу преобразования материи из механической фазы в так называемую электродинамическую фазу. Аналогично следует искать параллели между указанными тремя законами механики Ньютона и закономерностями, существующими относительно материи в форме ЭМВ (фотонного поля). Возможно, такие параллели следует искать и применительно к гравитационному полю, хотя в данное время этот вопрос едва ли можно серьёзно обсуждать в силу малозначительности наших знаний о природе этого поля.

Автором экспериментально обнаружена и теоретически обоснована ранее неизвестная **закономерность** сохранения поляризации электромагнитной волны (ЭМВ) в среде её распространения, заключающаяся в том, что всякое вынужденное изменение поляризации ЭМВ в процессе её *нестационарного* взаимодействия со средой вызывает такое изменение структуры движения микрочастиц этой среды, которое стремится уменьшить деполяризующее влияние среды на ЭМВ, а также уменьшить потери энергии той группы фотонов волнового поля, которая участвует в процессе нестационарного взаимодействия последнего

со средой и является причиной *возбуждения в ней вторичных электромагнитных волн.*

Вышеуказанное позволяет априори сформулировать следующие закономерности для электродинамической фазы существования материи, адекватные закономерностям материи, находящейся в механической фазе, по соответствующим известным законам механики Ньютона.

Ниже приводятся параллели между этими закономерностями.

Механическая фаза материи

Электродинамическая фаза материи

1 закон

Всякое тело продолжает удерживаться в своём состоянии покоя или равномерного и прямолинейного движения, пока и поскольку оно не понуждается приложенными силами изменить это состояние.

Всякая электромагнитная волна стремится сохранить свою поляризацию неизменной, пока и поскольку она не понуждается в её изменении под действием структуры микрочастиц среды, внутри которой электромагнитная волна распространяется.

2 закон

Изменение количества движения пропорционально приложенной движущей силе и происходит по направлению той прямой, по которой эта сила действует.

Изменение поляризации электромагнитной волны пропорционально приложенной деполяризующей силе реакции со стороны структуры микрочастиц среды, внутри которой электромагнитная волна распространяется, и происходит в направлении действия этой силы.

3 закон

Действию всегда есть равное и противоположное противодействие, иначе взаимодействия двух тел друг на друга между собой равны и направлены в противоположные стороны.

Действие поляризации электромагнитной волны на структуру движения микрочастиц среды всегда вызывает равное и противоположно направленное противодействие микрочастиц среды на поляризацию электромагнитной волны.

В рассматриваемых сопоставлениях законов механическому телу соответствует электромагнитная волна, количеству движения - поляризация электромагнитной волны, а механической силе – специфическое векторного характера взаимодействие между микрочастицами среды и фотонами (электромагнитной волны). Для полноты приводимых аналогий необходимо отметить, что механическому телу сопоставлена также и сама структура микрочастиц среды (имеющих, в отличие от фотонов, массу покоя), что необходимо при рассмотрении силового взаимодействия электромагнитной волны со средой. В интегральном представлении структура микрочастиц среды действительно представляет собой некое механическое тело (твёрдое, жидкое, газообразное или плазменное), чего нельзя сказать в соответствии с нашими привычными представлениями об электромагнитной волне, которая представляется совокупностью движущихся со скоростью света фотонов, не обладающих массой покоя. Последнее понуждает рассматривать электромагнитную волну в механической интерпретации в качестве некоего «тела» иной физической природы. При этом в известном смысле утрачивается понятие консервативной механической системы, внутри которой алгебраическая сумма всех сил взаимодействующих тел равна нулю, вследствие чего консервативная система не обладает способностью к самодвижению под действием только её внутренних сил. Возможно, одним из существенных компонентов физического и философского понятий «движения материи» является специфическое взаимодействие электромагнитной волны со средой, в результате которого среда приходит в движение (давление света), нагревается (поглощение), охлаждается (вынужденное излучение), намагничивается (обратный эффект Фарадея [1]), поляризует-

ся (нелинейное взаимодействие в диэлектриках – dc-эффект), приводится во вращение (эффект Садовского), вызывает появление вторичных излучений, а также объясняется природа «красного смещения», появление новых миров (теория «чёрных дыр»), происхождение аннигиляции материи и энергии и т.д.

Научное значение открытия заключается в том, что электромагнитная волна (поле фотонов) рассматривается в единой системе взглядов о материи, оно расширяет наши знания о природе материи, находящейся в так называемой *электродинамической фазе* существования, объясняет возникающие противоречия в воззрениях на эту форму материи, связанные с дуализмом физических описаний волновых полей, объясняет опытные факты возбуждения вторичных ЭМВ в процессах нестационарного взаимодействия ЭМВ со средой, по-новому объясняет механизм «красного смещения» фотонов, даёт толчок к поиску новых явлений и закономерностей в природе. Наконец, оно по достоинству раскрывает сущность поляризации ЭМВ как неотъемлемого *энергетического атрибута* этой формы материи, что раньше как-то упускалось из поля зрения и не рассматривалось в этом аспекте. Таким образом, заявляемое открытие существенно дополняет и изменяет сложившиеся представления о физическом статусе этого «виртуального» вида материи.

Благодаря данному открытию обосновано единство закономерностей в природе (проведёнными параллелями между законами механики Ньютона и закономерностями аналогичного свойства, присущими ЭМВ), обоснована причина возникновения в среде вторичных электромагнитных колебаний при нестационарном взаимодействии фотонного поля с анизотропной средой, что, в частности, послужило созданию соответствующих генерирующих приборов для измерительной техники применительно к созданию лазеров пикосекундного диапазона излучения. Показано, что поляризация ЭМВ выступает в качестве *меры инерции волны*, хотя последняя не имеет массы покоя, однако имеет массу движения(!), аналогично тому, как это имеет место для механических тел (1 закон Ньютона), имеющих массу покоя и обладающих в связи с этим инерционностью.

Практическое значение открытия выражается в том, что на его основе можно строить более строго обоснованные теории по электромагнитному взаимодействию поля с веществом, расширить наши представления о природе фотонов, снизить дуализм в воззрении на природу электромагнитного поля и создать полезные приборы в технике и научном эксперименте.

2. Сведения о приоритете

Первое упоминание о специфическом взаимодействии электромагнитного поля с веществом, в частности, монохроматической плоско поляризованной волны света с оптически прозрачным, изотропным, оптически неактивным веществом, которое приведено во вращательное движение вдоль оси распространения в нём света, в результате чего должен наблюдаться на выходе вещества поворот плоскости поляризации света в сторону вращения этого вещества за счёт конечности времени взаимодействия фотонов с атомами вещества, был заявлен автором данного открытия в Комитет по делам изобретений и открытий при СМ СССР в заявке на открытие «Вращательный электродинамический эффект», принятой к рассмотрению за № 32-ОТ-4488 от **09.06.1965** года. Существование заявленного эффекта обосновывалось тем, что за время возбуждённого состояния атома вещества в акте поглощения фотона данный атом осуществляет поворот на некоторый угол, равный произведению угловой скорости вращения вещества на время взаимодействия фотона с атомом в акте «поглощения-излучения». Согласно концепции А.Эйнштейна переизлучён-

ный атомом фотон имеет ту же поляризацию, какую он имел до поглощения его атомом, однако это утверждение справедливо лишь для «покоящегося» атома, не вращающегося вместе со средой, которую он представляет. Переизлучённый атомом фотон получает за счёт поворота атома в возбуждённом состоянии (время возбуждённости состояния атома может иметь порядок 10^{-8} с или больше в зависимости от свойств вещества) дополнительный момент количества движения, что и приводит к изменению его плоскости поляризации (спина фотона в трактовке Брюллиэна [2]) на некоторую очень малую величину, пропорциональную угловой скорости вращения образца вещества, однако этот эффект становится физически ощутимым при увеличении числа актов взаимодействия фотонов с веществом путём увеличения длины образца вдоль направления распространения в нём света и увеличения угловой скорости его вращения.

Судьба этой заявки так и осталась незавершённой, поскольку автору было предложено экспериментально доказать существование заявленного им эффекта. При этом новизна заявленных в качестве открытия положений подтверждалась.

Следующим шагом в этом же направлении была подача автором данного открытия заявки на открытие «Свето-магнитный эффект», принятой Комитетом по делам изобретений и открытий при СМ СССР и зарегистрированной под № 32-ОТ-4540 от **30.06.1965** г.

Сущность заявленных положений в этой заявке состояла в униполярном намагничении диэлектрика в поле циркулярно поляризованной электромагнитной волны, например, намагничении оптически прозрачного изотропного и оптически неактивного (хотя и иные вещества также возможны) стержня под действием проходящего через него монохроматического светового излучения (например, излучения лазера) с круговой или эллиптической поляризацией. Обосновано существование этого эффекта тем, что под действием быстро вращающейся (с частотой световых колебаний ν) компоненты электрического поля E электромагнитной волны (потока фотонов), вызывающей дипольный момент в атомах вещества (наведённую электрическую поляризацию атомов), указанные диполи в атомах также испытывают вращение в направлении вращающегося электрического поля ЭМВ, в связи с чем возникают для каждого атома *амперовы токи* от вращающихся электронов в указанных атомных диполях (лёгких по сравнению с ядром заряженных частиц), что и приводит к макроскопическому наблюдению униполярного намагничения диэлектрического образца в поле ЭМВ, поскольку все элементарные атомные диполи упорядоченно приводятся во вращение в одной и той же плоскости для каждого из поперечных сечений вещества, и эти плоскости во всех сечениях образца взаимно параллельны.

Заявленный «Свето-магнитный эффект» был экспериментально подтверждён. На оптически прозрачный (стеклянный) стержень наматывалась катушка индуктивности с большим числом витков (порядка 1000), и через стержень пропусклся мощный световой импульс лазерного излучения с круговой поляризацией. В момент его прохождения в катушке индуктивности возбуждался электрический импульс, наблюдавшийся на экране присоединённого к катушке осциллографа. Амплитуда импульса согласовывалась по порядку величины с параметрами светового импульса и катушки индуктивности.

Судьба этого открытия была удивительной: признавая существование заявленного эффекта, автору было отказано в выдаче диплома на открытие на том основании, что об этом же эффекте под несколько изменённым названием – «Обратный эффект Фарадея» – было доложено на Международной конференции по квантовой электронике в Пуэрто-Рико известными физиками Першаном, Мальмстрёмом и Ван-дер-Цилем ... **30.06.1965** г., то есть в тот же день, когда заявка на «Свето-магнитный эффект» была зарегистрирована в Комитете в Москве, будучи отосланной по почте из Новосибирского Академгородка несколькими днями раньше указанного доклада Нобелевских лауреатов.

Об исследовании оптических свойств веществ на основе обратного эффекта Фарадея (по материалам заявки на предполагаемое открытие «Свето-магнитный эффект») автором было доложено на симпозиуме по спектроскопии **6.09.1966**г. в Новосибирском научном центре Сибирского отделения АН СССР.

Для подтверждения «Вращательного электродинамического эффекта» автором был разработан метод прецизионного измерения малых углов вращения плоскости поляризации когерентного излучения, по которому получено авторское свидетельство СССР на «Устройство...». Метод изложен также в статье автора в журнале «Оптика и спектроскопия», том XXV111, вып.3, 1970 г.; хотя сам прибор так и не был построен практически в силу его значительной сложности и отсутствия подходящих приборов.

Уже на этапе обнаружения «Свето-магнитного эффекта» естественно возникла гипотеза об энергетическом характере взаимодействия ЭМВ со средой и о роли поляризации ЭМВ в этом энергетическом процессе. Действительно, возникновение э.д.с. в катушке индуктивности, магнитосвязанной со стержнем, испытывающим намагничивание при действии на него ЭМВ с круговой (эллиптической) поляризацией, в силу закона сохранения энергии и энергетического характера получаемого в катушке электрического импульса тока, должно было указывать на *дефект энергии световой волны*, связанный с намагничиванием среды, с которой волна взаимодействует. И тогда же появилась гипотеза «старения фотона» в межгалактических пространствах, объясняемая специфическим взаимодействием волнового поля со средой (например, электронно-позитронным дираковским вакуумом). Однако эта гипотеза должна была проявиться как-то в опытных исследованиях, что привело автора к разработке соответствующего прибора, способного опытно подтвердить эффект так называемого «старения фотонов» при их взаимодействии со средой.

Экспериментальному доказательству эффекта «старения фотонов» препятствовало очевидное противоречие: ни в одном из опытов со сравнением тонкой спектральной структуры волнового поля, исследуемого до и после его взаимодействия со средой, не наблюдалось различия спектров *в установившемся состоянии наблюдения*, в стационарном состоянии, несмотря на происходящее изменение поляризации ЭМВ до и после её *стационарного* взаимодействия со средой. Тогда возникло предположение, что эффект дефекта энергии ЭМВ возникает именно в процессе её нестационарного взаимодействия со средой, когда действие волнового поля на микрочастицы среды вызывает изменение структуры движения последних, чему среда «сопротивляется» в силу проявления её инерционных свойств (по 1 закону Ньютона), притом до тех пор, пока не установится определённое равновесие между действием волны на микрочастицы среды и противодействием этих микрочастиц обратно на волновое поле (как это имеет место по 3 закону Ньютона для механических тел). В процессе такого нестационарного взаимодействия волнового поля со средой реализуются соответствующие «силовые» процессы, согласующиеся с 2 законом ньютоновской механики о сохранении импульсов количества движения (и моментов количества движения) для консервативной системы, включающей ансамбль взаимодействующих микрочастиц среды и фотонов волнового поля. Такая схема рассуждений с учётом главного обстоятельства – обязательности действия закона сохранения энергии – приводила к рождению новой гипотезы о возбуждении *вторичных волновых полей* в результате нестационарного взаимодействия первичного, исходного волнового поля со средой в тех случаях, когда имеет место изменение поляризации исходной волны в актах взаимодействия. При этом поляризация ЭМВ должна была проявлять инерционные свойства, то есть стремиться сохранять своё исходное состояние, «сопротивляться» его изменению под действием среды, стремящейся изменить поляризацию ЭМВ, например, за счёт анизотропии среды. Опыт с возбуждением импульса тока в катушке, намотанной на прозрачный стержень, через который пропускался мощный световой импульс лазера с круговой поляризацией, как раз и указывал на возможность появления вторичных электромагнитных волн.

В качестве экспериментального доказательства возбуждения вторичных электромагнитных колебаний, источником которых является анизотропная среда, с одной стороны, и проходящая через эту среду электромагнитная волна в форме короткого импульса, то есть с резко изменяющейся во времени плотностью потока мощности, с другой стороны, автором были представлены заявки на изобретения:

- «Способ генерирования электрических колебаний» - заявка №1809470/26-9 от 07.07.1972г.;

- «Устройство для генерирования электрических колебаний» - заявка №1806942/ 29-9 от 7.07.1972г.;

- «Способ генерирования электрических колебаний и устройство для его реализации» - заявка № 2639868/ 09 от 19.06.78 г., по которой получено авторское свидетельство СССР на *пионерское изобретение* после переоформления этой заявки от имени ГОИ им.С.И.Вавилова заявкой № 3579112 от 15.04.1983г. без изменения сущности первоначально заявленных положений (с заключением о новизне и полезности) – Авторское свидетельство СССР № 1380476 (см. «Изобретения,...», № 12, 2004).

Первой открытой публикацией заявленных в качестве открытия положений следует считать доклад автора на тему «Генерирование микроволн в анизотропных средах действием оптической ударной волны», прочитанный им на V Всесоюзном семинаре по оптоэлектронике в Москве в Институте проблем управления АН СССР от **22.04.1975 г.**

В этом докладе рассматривался процесс возбуждения вторичного электромагнитного излучения в анизотропной среде, помещённой осесимметрично в волноводную СВЧ структуру, под действием ударной световой волны импульсного лазера, работающего в наносекундном диапазоне в режиме синхронизации мод, а также объяснялась природа возникновения таких СВЧ излучений на выходе волноводной структуры, согласованной по типу колебаний и частоте с указанными вторичными волнами, на основе вышеуказанного специфического взаимодействия нестационарного волнового поля с анизотропной средой и свойства поляризации ЭМВ сохранять своё состояние неизменным, вынужденное изменение которого связано с энергетическими обменными реакциями между полем и средой в нестационарном процессе.

Именно это позволяет считать датой приоритета заявляемого открытия дату первого публичного сообщения сущности заявляемых в качестве открытия положений в наиболее законченной форме в упомянутом выше докладе автора – **22.04.1975** года.

Насколько известно автору, и до сих пор нет каких-либо публикаций по этой проблеме, за исключением тех, что сделали Першан, Мальмстрём и Ван-дер-Циль в 1965г., но эти их сообщения лишь приоткрыли перспективу возможности энергетического характера взаимодействия ЭМВ со средой.

Никаких специальных заключений сторонних академических организаций по данной заявке не представлялось, кроме тех, которые сопровождали от имени Новосибирского государственного университета поданные в 1965 году заявки на открытия, поданные от имени предприятия МРП СССР в 1972 и 1978 гг. заявки на изобретения и поданную от имени Государственного оптического института им.С.И.Вавилова в 1983 году заявку на пионерское изобретение, по которой получено авторское свидетельство СССР.

11.04.1983 года данная заявка уже направлялась в Государственный комитет СМ СССР по делам изобретений и открытий от ГОИ им.С.И.Вавилова, однако была возвращена автору в связи с необходимостью её переоформления по новым правилам. Формула открытия в данной заявке оставлена без изменения по сравнению с изложенной в заявке от 1983 года.

В настоящее время по данной заявке не может быть выслано заключение от специалистов Государственного оптического института им. С.И.Вавилова, поскольку автор уволился из Института по выходе на пенсию в 1997 году, а также отсутствуют соответствующие специалисты, и, по мнению руководства Института, такое заключение должно быть дано одним из академических учреждений.

Данная заявка с небольшими не принципиальными уточнениями повторяет поданную в МААНО заявку от 17.10.2003г. и заретрированную в МААНО от 30.11.2003г. за № ВВ-155. Требование МААНО о представлении заключений из Физико-технического института им.А.Ф.Иоффе или Госуниверситета Санкт-Петербурга, помимо поданного заключения кафедры физики ВСХА, не могло быть выполнено, поскольку эти организации дают

заклучения только либо своим работникам, либо по запросу МААНО или РАЕН, чего со стороны МААНО сделано не было, и заявка осталась, к сожалению, без рассмотрения по существу.

3. Сущность открытия

Сущность открытия состоит в том, что автором обнаружена и опытным путём подтверждена **закономерность** стремления электромагнитной волны сохранять свою поляризацию (спин фотона) неизменной в актах взаимодействия со средой, как всякое механическое тело стремится сохранить своё состояние покоя или равномерного прямолинейного движения в заданной инерциальной системе. Эта закономерность, кажущаяся, на первый взгляд, очевидной, на самом деле неожиданно проявляется в неизвестном ранее, до даты приоритета, энергетическом аспекте, поскольку, как экспериментально установлено, вынужденное со стороны микрочастиц среды изменение поляризации электромагнитной волны в процессе её нестационарного взаимодействия со средой приводит к уменьшению согласно закону сохранения энергии части нестационарно взаимодействующей со средой электромагнитной волны, вследствие чего в среде возбуждаются *вторичные электромагнитные колебания*. Деполяризующее действие микрочастиц среды на электромагнитную волну (например, анизотропия среды) вынуждает электромагнитную волну изменять свою поляризацию так же, как действие силы на механическое тело изменяет импульс тела или момент импульса тела, чему само тело «сопротивляется», проявляя свои инерционные свойства. Однако после прекращения действия силы такое тело продолжает находиться в состоянии относительного покоя или равномерного прямолинейного движения, хотя и с иным, чем прежде, импульсом. «Силовое» взаимодействие между волновым полем и микрочастицами среды проявляется лишь на этапе нестационарного их взаимодействия, когда волновое поле оказывает влияние на среду, соответствующим образом изменяя структуру движения микрочастиц среды, а сама среда, в свою очередь, при этом нестационарном взаимодействии преодолевает инерцию поляризации, изменяя её значение. Притом только для той части волнового поля, которая участвует именно в процессе нестационарного взаимодействия. После того, как в системе «микрочастицы среды – нестационарная часть электромагнитной волны» наступит взаимное «равновесие», дальнейшее стационарное взаимодействие волны со средой более не будет вызывать дополнительное изменение структуры движения микрочастиц среды и дополнительное изменение поляризации электромагнитной волны на участке среды, где оно ранее происходило. Именно в процессе нестационарного взаимодействия волнового поля со средой, то есть до установления в названной системе так называемого «равновесия», имеет место излучение вторичных электромагнитных колебаний, интенсивность которых согласуется с законом сохранения энергии, отнимая часть энергии от исходного электромагнитного колебания.

Чтобы более ясно представить себе понятие «равновесия» в системе нестационарно взаимодействующих между собой объектов материального мира – среды и связанного с нею волнового поля, достаточно сказать, что поляризация волнового поля, входящего в контакт со средой, вообще говоря, является случайной для среды. Последняя «не знает», какова будет поляризация вновь поступающей на неё волны, что и отражается на характере структуры движения микрочастиц среды: для каждой из поляризаций эта структура движения особенная, и среда должна для этого внутренне перестроиться, что и подразумевается под структурой движения микрочастиц среды. Соответственно и электромагнитная волна «не знает», какая участь в смысле деполяризации её ждёт в среде, так как для волны среда также случайна по своим свойствам (например, по свойствам анизотропии), и внутренняя структура материи волнового поля также должна перестроиться под действием деполяризующих «сил» со стороны среды. Указанная взаимная перестройка структуры взаимодействующих компонент системы «поле-среда», осуществляемая в процессе нестационарного

онарного взаимодействия электромагнитного поля со средой и приводит к упомянутому выше «равновесию» в системе, после наступления которого возбуждение вторичных электромагнитных колебаний прекращается, что и наблюдается в эксперименте: никакого побочного радиоизлучения в электрооптических модуляторах света постоянной интенсивности не наблюдается (однако оно может быть зарегистрировано в момент включения волнового поля от источника).

Затронутый выше механизм достижения «равновесия» в системе «волновое поле – среда» будет в последующем разделе интерпретирован на наглядной модели и описан теоретически. Пока лишь отметим, что употребляемые термины – «равновесие», «силы», «структура движения микрочастиц среды» являются лишь условными понятиями, не претендующими на строгость, но удобными для описания рассматриваемых процессов взаимодействия. Для детального исчерпывающего описания механизма взаимодействия электромагнитной волны (потока фотонов) со средой необходимо точно знать, например, структуру фотона, структуру электромагнитной волны, структуру материи микромира вообще, что пока нам, к сожалению, неизвестно в достаточной степени и выходит за рамки настоящего исследования. Наличие в современной физике дуализма в освещении вопросов о структуре волнового поля как раз и говорит о наших недостаточных сведениях о данном предмете. На самом деле природа едина, но мы её просто пока не знаем, поэтому и пользуемся различными описаниями одного и того же физического объекта – волнового поля – либо с позиции классической максвелловской теории, либо с новомодной квантовой в зависимости от того, как нам это удобнее. Так, один и тот же эффект – обратный эффект Фарадея группа упомянутых выше учёных описала с позиций квантовой теории, а автор пришёл самостоятельно к тем же выводам, оперируя теорией поля в её классическом представлении как электромагнитной волны.

В данном рассмотрении волновое поле полагается монохромным. Так просто удобно проводить описание, хотя на самом деле всё остаётся справедливым и для случая полей со сложным спектром, для рассмотрения которых достаточно применить лишь принцип суперпозиции в предположении о линейности среды для действующего волнового поля со сложным спектром. В случае нелинейных процессов взаимодействия сильных электромагнитных полей со средой, описываемой в этом случае соответствующими тензорами, рассмотрение процессов взаимодействия становится достаточно сложным и требует применения специального математического аппарата.

Ещё сложнее обстоит дело в случае нестационарного взаимодействия среды с неполяризованным широкополосным волновым полем (например, естественным светом), который представляется суперпозицией огромного числа полихромных компонент поля с различными поляризациями. Здесь также должен действовать для линейной среды принцип суперпозиции, однако предлагаемый вариант генерирования микроволн под действием ударной оптической волны в анизотропном веществе, размещённом в согласованной волноводной структуре, реализован не будет, так как не будут обеспечены условия согласования (когерентного накопления) возникающих в разных сечениях указанного вещества колебаний с волноводной структурой, выводящей в нагрузку СВЧ колебания.

Установленная закономерность сохранения поляризации электромагнитной волны в среде её распространения, заключающаяся в силовом, энергетическом воздействии на среду со стороны волнового поля, которое приводит к изменению структуры движения микрочастиц среды, отражает двуединый процесс, в котором действие волнового поля на среду вызывает в последней ответные реакции противодействия на саму волну, вызывая деполаризацию последней. Нельзя говорить об инерционности поляризации волнового поля в отрыве от среды, с которой это поле взаимодействует. Точно так же нельзя говорить об инерционности структур движения микрочастиц среды без действующего на

неё волнового поля: без него нет и самих реакций в среде, так как нечему противодействовать. Следовательно, рассматривать систему «волновое поле – среда» необходимо лишь совместно. Однако конкретным предметом рассмотрения является **поляризация** электромагнитной волны, поэтому формула открытия акцентирует внимание на присущее ей свойство, хотя в целом описывает и структуру происходящих явлений для системы «волновое поле – среда», в том числе упоминая и о таком феноменологическом факте, доказывающим установленную закономерность, как возбуждение вторичных электромагнитных волн в процессе нестационарного взаимодействия волнового поля со средой.

4. Доказательства достоверности открытия

4.1. Экспериментальные доказательства

Для подтверждения достоверности открытия была проведена экспериментальная проверка макета прибора для генерирования СВЧ колебаний в отрезке круглого волновода с помещённым в него осесимметрично анизотропным веществом, через которое пропусклось импульсное излучение лазера. Возникающие СВЧ колебания имеют ширину спектра, соизмеримую со спектром фронта импульсного излучения лазера, что указывает на то, что вторичное излучение имеет место в течение нестационарного взаимодействия волнового поля лазера с анизотропным веществом. Канализация возникающих излучений при их когерентном накоплении в круглом волноводе осуществляется путём подбора параметров волновода для возбуждаемого в нём типа колебаний и параметров анизотропии среды, управляемой приложенным к этой среде внешним электрическим полем. Макет рассматриваемого генерирующего устройства явился объектом пионерского изобретения автора по заявке № 2639868/ 09 от 19.06.78г., поданной от имени предприятия МРП СССР, с последующим её переоформлением от имени ГОИ им.С.И.Вавилова в 1983 году.

Устройство (рис.1) содержит волновод 1 с круглым поперечным сечением, согласованный с одной стороны поглощающим конусом 2 с центральным отверстием 3 для образования оптического входа. Осесимметрично волноводу в него помещена кювета с анизотропным заполнителем 4, в частности, стеклянная прямоугольная кювета, заполненная нитробензолом высокой химической очистки. На верхнюю и нижнюю грани кюветы напылены электроды в виде тонких плёнок 5 окиси олова, которые являются радиопрозрачными для колебаний СВЧ и обладают достаточной проводимостью для создания электрического поля, поперечного оси волновода. Это внешнее электрическое поле вызывает в нитробензоле искусственную анизотропию (поперечный эффект Керра) и прикладывается через тоководы 6 и 7 к указанным проводящим плёнкам от источника постоянного тока высокого напряжения 8, величину которого можно подбирать. Кювета с анизотропным веществом зондируется наносекундным плоско поляризованным импульсом когерентного света оптического квантового генератора 9, работающего в режиме синхронизации мод. Поглощающий конус 2 представлял собой согласованную нагрузку для круглого волновода 1, в результате чего в последнем образовывалась «бегущая» СВЧ волна, механизм возникновения которой будет рассмотрен ниже. Эта волна регистрировалась чувствительным СВЧ приёмником 10, связанным с круглым волноводом через коаксиально-волноводный переход 11 с петлёй связи 12 на внутренней стенке волноводной структуры.

Реализуемый указанным устройством (рис.1) способ генерирования электрических колебаний заключается в том, что световую волну *формируют* в виде короткого цуга с высокой плотностью потока мощности, который *пропускают* через помещённую в волновод и поляризуемую электрическим или магнитным полем анизотропную среду, причём

напряжённость электрического или магнитного полей поляризации анизотропной среды *выбирают* из условий обеспечения равенства длины цикличности изменения поляризации световой волны в анизотропной среде длине возбуждаемой в волноводе «бегущей» волны микроволнового участка спектра.

Реализующее способ устройство состоит из оптически связанных лазерного блока формирования наносекундных импульсов света и образца из электрооптического вещества, помещённого между электродами плоского конденсатора, а также из круглого волновода с согласованной поглощающей нагрузкой и источника постоянного напряжения, подключённого к указанным обкладкам конденсатора, установленного осесимметрично в круглом волноводе, согласованная поглощающая нагрузка которого установлена в начале последнего (со стороны падающего на образец из электрооптического вещества излучения), например, в виде конуса из магнитоэлектрического вещества с центральным отверстием. При этом конструктивные параметры круглого волновода выбраны согласно условию:

$$(2\pi a_{\text{в}} / \gamma_{\text{mn}}) \cdot (\epsilon_1 \mu_1)^{1/2} = n_0^2 \lambda / (n_e - n_0) \cdot (n_0^2 - 1)^{1/2}, \quad (8)$$

где $a_{\text{в}}$ – радиус круглого волновода; ϵ_1 и μ_1 – приведённые значения относительных диэлектрической и магнитной проницаемостей среды в круглом волноводе для возбуждаемой в нём волны микроволнового участка спектра; γ_{mn} – корень производной функции Бесселя для возбуждаемого в волноводе типа волны; λ – длина волны световых колебаний в свободном пространстве; n_0 и n_e – показатели преломления анизотропной среды (электрооптического вещества) для обыкновенной и необыкновенной компонент световой волны.

Способ генерирования вторичной ЭМВ основан на совместном использовании эффекта двулучепреломления в анизотропных средах, обратного эффекта Фарадея (светомагнитного эффекта в трактовке автора) и закона об электромагнитной индукции, определяемого уравнениями Максвелла.

Известно искусственное двулучепреломление в электрооптических веществах – эффекты Керра, Погкельса, и в магнитооптических веществах – эффект Коттона-Мутона, наблюдаемые при приложении к оптически прозрачным веществам (кристаллам или жидкостям) продольного или поперечного электрического или магнитного полей (см., например, Е.Р.Мустель, В.Н.Парыгин, Методы модуляции и сканирования света, изд.Наука, М., 1970, стр. 9-148, 168- 185). Например, управление длиной цикличности изменения поляризации световой волны в нитробензоле достигается в поперечном постоянном электрическом поле (эффект Керра) соответствующим изменением приложенного от источника постоянного напряжения, при этом под длиной цикличности принимается расстояние в веществе по направлению распространения световой волны между смежными одинаковыми состояниями поляризации световой волны. Действительно, плоская, например, вертикально поляризованная волна света, по мере распространения в анизотропном веществе проходит стадии переполаризации: вертикальная плоско поляризованная волна – волна с круговой поляризацией по правому кругу – горизонтальная плоско поляризованная волна – волна с круговой поляризацией по левому кругу – вертикальная плоско поляризованная волна - и т.д. по указанному циклу. Чем выше степень анизотропии в среде, тем короче указанная длина цикличности и тем большее количество циклов переполаризации световой волны уложится на длине анизотропного образца, помещённого в волноводную структуру.

При прохождении поляризованного светового излучения через анизотропное вещество происходит в силу обратного эффекта Фарадея циклическое перемагничивание этого вещества вдоль направления распространения световой волны в нём. В тех его сечениях, где световая волна становится волной с круговой поляризацией намагничивание в

этом сечении вещества максимально с учётом знака вектора намагничивания в зависимости от направления вращения вектора \mathbf{E} электрического поля световой волны по правому или левому кругам. В тех сечениях, где поляризация эллиптическая, наблюдается ослабление намагниченности, а где поляризация снова становится плоской (вертикальной или горизонтальной) – намагничение отсутствует. Таким образом, намагничение анизотропной среды $\mathbf{H}(\mathbf{x})$ происходит по гармоническому закону по координате \mathbf{x} распространения света

$$\mathbf{H}(\mathbf{x}) = \mathbf{k}(\mathbf{v}) S \sin (2\pi(\mathbf{n}_e - \mathbf{n}_0) \mathbf{x} / \lambda), \quad (9)$$

где $\mathbf{H}(\mathbf{x})$ – напряжённость магнитного поля в различных сечениях образца анизотропного вещества вдоль оси \mathbf{x} ; $\mathbf{k}(\mathbf{v})$ – постоянная свето-магнитного эффекта (обратного эффекта Фарадея), зависящая от свойств среды и частоты световых колебаний \mathbf{v} , S – плотность потока мощности для световой волны (вектор Пойнтинга) в сечении анизотропного вещества, связанного со световым излучением.

Эпюра перемагничивания анизотропного вещества вдоль направления распространения в нём световой волны представляет собой синусоидальную кривую, период которой численно равен длине цикличности, о которой речь шла выше.

Учитывая безынерционность обратного эффекта Фарадея, связанную с тем обстоятельством, что электроны атомов или молекул диэлектриков успевают следовать за изменяющимся вектором электрического поля вплоть до световых частот (см., например, Ф.А.Королёв, Теоретическая оптика, изд. «Высшая школа», М., 1966, стр. 288-318; а также Р.Дитчберн, Физическая оптика, изд. «Наука», М., 1965, стр. 423-426), можно утверждать, что распространение в анизотропном веществе короткого цуга световой волны лазера с модулируемой добротностью или работающего в режиме пикосекундных импульсов с синхронизацией мод приводит к импульсному намагничиванию анизотропного вещества согласно выражению (9), «бегущему» вдоль направления распространения волны света со скоростью, равной скорости света в рассматриваемом веществе.

По закону об электромагнитной индукции каждое из таких магнитно-возбуждаемых сечений анизотропной среды является элементарным источником электромагнитных волн, спектр которых определяется спектром возбуждающего светового цуга (в частности, фронта и спада этого цуга). Излучение вторичной волны с сечений анизотропного вещества, в которых световая волна поляризована по кругу, максимально и учитывает знак вращения вектора \mathbf{E} световой волны по правому или левому кругам. В случае пикосекундных перепадов интенсивности света в волновом цуге спектр последнего чрезвычайно широк и лежит в области миллиметрового диапазона волн. Излучаемые СВЧ колебания с различных сечений образца анизотропного вещества распространяются в круглом волноводе в форме «бегущей» волны, так как с одной стороны волновод нагружен на согласованную поглощающую нагрузку, равную волновому сопротивлению волновода.

То обстоятельство, что волноводная структура является существенно диспергирующей (см., например, Л.Д.Гольдштейн, Н.В.Зернов, Электромагнитные поля и волны, изд. «Сов.радио», М., 1971, стр. 429-435, 445-451 и др.), позволяет решить задачу выделения с помощью волновода электромагнитных колебаний с заданным конечным спектром (основной частотой), значительно более узким спектра возбуждающего анизотропную среду светового цуга волн. Это решение основано на *синхронном накоплении* образующейся СВЧ вторичной волны за счёт синхронного взаимодействия волн света в анизотропном веществе и СВЧ волны в волноводе, электромагнитно связанном с анизотропным веществом. Такое синхронное взаимодействие имеет место при соблюдении равенства длины волны возбуждаемого СВЧ колебания в волноводе $\lambda_{\text{в}}$ ранее указанной длине цикличности переполаризации световой волны в анизотропном веществе, что математически записывается следующим образом:

$$\lambda_{\text{в}} = \lambda / (\mathbf{n}_e - \mathbf{n}_0). \quad (10)$$

Кроме того, условие фазового синхронизма для возбуждающегося в волноводной структуре СВЧ колебания выполняется при равенстве скоростей: фазовой скорости СВЧ волны $\lambda_{\text{в}}$ в волноводе и групповой скорости светового пучка в анизотропной среде. Совместное выполнение этих двух условий *фазового синхронизма* при учёте диспергирующих свойств круглого волновода, определяемых геометрией последнего (в частности, радиусом волновода) и типом возбуждаемой в волноводе волны, приводит к выражению (8) для возбуждения СВЧ поперечно-электрической волны TE_{01} .

Таким образом, электромагнитные колебания по мере их распространения в волноводе когерентно накапливаются для длины волны $\lambda_{\text{в}}$, причём накопление становится тем ощутимее, а спектр выходного колебания тем уже, чем большее число циклов переполаризации анизотропного вещества укладывается на его длине, то есть чем длиннее волноводная структура с анизотропным наполнителем.

Настройка условий фазового синхронизма осуществляется заданием степени анизотропии, определяемой разностью $(\mathbf{n}_e - \mathbf{n}_0)$, благодаря управлению электрическим полем от источника постоянного напряжения с регулируемой величиной напряжения. В случае использования квадратичного поперечного эффекта Керра длина цикличности изменения поляризации световой волны в анизотропной среде (например, в чистом нитробензоле) определяется значением поляризующей её напряжённости электрического поля E_0 согласно выражению:

$$\lambda / (\mathbf{n}_e - \mathbf{n}_0) = 1 / \mathbf{B}^* E_0^2, \quad (11)$$

где \mathbf{B}^* - постоянная Керра для выбранного вещества.

В качестве импульсных источников когерентного излучения могут быть использованы лазеры, лазерные усилители, сложные лазерные системы, работающие в режиме синхронизации мод, содержащие лазерные каскадные усилители «бегущей» волны (см., например, Б.Р.Белостоцкий, Ю.В.Любавский, В.М.Овчинников, Основы лазерной техники, Твердотельные ОКГ, под ред. А.М.Прохорова, изд.»Сов.радио», М., 1972, стр. 179-195, а также W.H.Glenn, M.J.Brienza, Time evolution of picosecond optical pulses, «Appl. Phys. Letters», 10, № 8, 221 (1967) и др.). Экспериментальные и теоретические исследования лазерных усилителей «бегущей» волны, разделённых просветляющимися затворами на основе фототропных веществ, показали возможность существенного увеличения пиковой мощности излучения за счёт сокращения длительности формирования фронта светового импульса (см., например, Н.Г.Басов, С.Д.Захаров, П.Г.Крюков, Ю.В.Сенатский, Доклад на Международной конференции «Лазеры и их применение», Дрезден, июнь, 1970). В частности, были получены излучения с плотностью потока энергии до нескольких десятков Дж/см² с характерным временем нарастания излучения до нескольких единиц пикосекунд. Угловая расходимость излучений при этом составляла несколько миллирадиан, что позволяет существенно увеличить длину кюветы с анизотропным веществом, следовательно, и энергию образующегося вторичного СВЧ излучения на выходе волноводной структуры.

Более подробное теоретическое рассмотрение процесса возбуждения вторичных ЭМВ в волноводной структуре при нестационарном взаимодействии светового волнового поля с анизотропной средой будет дано в следующем разделе заявки, и пока ограничимся лишь приведением экспериментальных данных, полученных на макете генерирующего СВЧ вторичные волны прибора согласно рис.1.

В эксперименте был использован отрезок круглого волновода длиной 2 метра с установленной вдоль его оси стеклянной трубкой, заполненной нитробензолом высокой очистки. В трубке располагались никелевые ленточные электроды на серии распорок для сохранения идентичности расстояний между электродами по всей длине лент. Трубка

имела входное и выходное стеклянные окна для пропуска светового луча. Эти окна располагались под углом Брюстера к падающему световому излучению для уменьшения его потерь. Расстояние между электродами образованного таким образом плоского конденсатора было 4 мм при апертуре лазерного плоско поляризованного излучения 3 мм при достаточной угловой расходимости излучения. К нитробензолу прикладывалось постоянное электрическое поле с регулируемой напряжённостью около 40 кВ/см. Соответствующее напряжение вырабатывалось в стабилизированном источнике постоянного тока с диапазоном регулировки и контроля 10-20 кВ. В качестве лазерного блока использовался рубиновый лазер на 90⁰-рубине длиной 90 мм и диаметром стержня 9 мм. Накачка активного вещества лазера осуществлялась с помощью восьми ксеноновых ламп типа ИФП-800 с цилиндрическим отражателем от накопителя на импульсных конденсаторах ИМ-5-140 по схеме автора (см., например, О.Ф.Меньших, Авт.свид.СССР № 389642 по кл. Н05в, 41/32). Режим работы лазерного блока – моноимпульсный с модуляцией добротности на основе применения пассивного просветляющегося затвора с временем нарастания светового импульса около 5 нсек при пиковой мощности светового импульса порядка 5 МВт. В качестве просветляющегося затвора была использована кювета с фототропным веществом ряда фталоцианинов, в частности, раствором фталоцианина хлористого галлия в этаноле, обладающим высокой фотохимической стойкостью и наибольшей крутизной спектральной кривой поглощения. При внутреннем диаметре волновода из латунной трубки (полированной изнутри) 4 см ожидаемая априорно частота микроволновых колебаний составляла величину 8,6 – 8,9 ГГц. На входном конце волновода был размещён конический поглотитель из магнито-диэлектрического материала МД-1 с центральным отверстием диаметром 3,5 мм и высотой конуса 80 мм. На противоположном конце волновода был установлен коаксиально-волноводный переход с петлёй связи. Через указанный коаксиально-волноводный переход для СВЧ волны типа TE₀₁ СВЧ энергия выводилась на высокочувствительный СВЧ приёмник П5-8 с чувствительностью -110 дБ и плавной частотой перестройки в диапазоне 3-см волн. Указанный измерительный СВЧ приёмник имел полосу пропускания порядка 2 МГц, что приводило и неизбежному интегрированию короткого импульсного микроволнового сигнала, что вызывало необходимость проведения расчётных оценок параметров принимаемого сигнала с более широким спектром, чем полоса пропускания приёмного тракта. Спектр принимаемого сигнала устанавливался по серии идентичных измерений в условиях вариации настройки приёмника вблизи центральной частоты настройки приёмника по максимуму принимаемого излучения (расстройка приёмника осуществлялась до уровня половинной мощности среднестатистического значения мощности микроволновых импульсов, поступающих на вход приёмника). После кюветы с фототропным веществом использовался коллиматор.

В результате серии измерений было установлено, что длительность микроволновой группы колебаний составила 25 нсек при пиковой мощности в 64 мкВт на частоте 8,7 ГГц. Эти данные согласуются с выводами теории с достаточно хорошим приближением. Некоторое несоответствие ожидаемой длительности микроволнового излучения в 15 нсек с полученными в эксперименте данными (25 нсек), по-видимому, следует объяснить нарушением структуры волны в волноводе, связанным с наличием в волноводе неоднородности из-за металлических электродов вблизи оси симметрии волновода. Снижению этой неоднородности могло бы способствовать применение, вместо никелевых электродных лент, полупрозрачных для СВЧ волны напылённых на грани прямоугольной кюветы покрытий из окиси олова.

Настройка прибора состояла в плавной перестройке напряжения на электродах трубки с нитробензолом в процессе перехода от одного зондирующего светового импульса к другому при одновременной индикации микроволнового излучения широкополосным индикатором – детекторной СВЧ головкой 3-см диапазона, связанной с широкополосным усилителем (с полосой пропускания более 30 МГц) со скоростным осциллографом С1-15 в режиме ждущей развёртки, синхронизированной с запуском све-

тового импульса. При этом определялась оптимальная величина напряжённости поля E_0 в анизотропной среде, обеспечивающая максимум пиковой мощности генерируемых СВЧ колебаний, только после чего проводились измерения с помощью СВЧ приёмника П5-8 (основной частоты, спектра СВЧ импульса и мощности СВЧ излучения).

Проведённый эксперимент доказывает факт наличия вторичного СВЧ излучения в процессе нестационарного взаимодействия волнового поля с анизотропной средой, при котором соблюдение закона сохранения энергии достигается посредством потери части энергии волнового поля (*обменной энергетической реакции*), нестационарно взаимодействующей со средой. Никакого СВЧ вторичного излучения не наблюдается при стационарном взаимодействии волнового поля со средой (когда среда зондируется волновым потоком с установившимся уровнем плотности потока мощности). Оба этих экспериментальных факта чрезвычайно важны с точки зрения обнаруженной закономерности сохранения поляризации ЭМВ и доказывают наличие такой закономерности.

4.2. Теоретические доказательства

4.2.1 Основные положения

Приведённые во вводной части сведения об электромагнитных волнах как движении частиц – квантов с энергией $h\nu$ и поляризацией, описываемой в концепции Брюллиэна выражениями (1-7), имеют фактическое подтверждение большим числом явлений – фотоэффект, эффект Комптона, эффекты рождения пар и аннигиляции, явления фотохимии, испускание рентгеновских лучей и т.д. В основе квантовой теории лежит формула Планка связи энергии кванта с его частотой. Световой квант – фотон, как показывает опыт, не имеет электрического заряда, электрического дипольного момента, поэтому не взаимодействует ни с электрическим, ни с магнитным полями. Рассматривая дуализм во взглядах на природу фотона, проявляющего как волновые, так и корпускулярные свойства, мы не можем не отметить неясности «механизма» такой двойственности. В качестве одного из примеров такой неясности является парадокс распространения света в прозрачном веществе, например, в стеклянной пластине толщиной d с показателем преломления n , через которую свет проходит, как известно, за время $\Delta t_1 = nd / c$, где c – скорость света в пустоте. С другой стороны, нетрудно показать, что для однородной среды среднее расстояние между отдельными смежно расположенными атомами (молекулами) равно

$$Z_0 = (A / N\rho)^{1/3}, \quad (12)$$

где A – атомный (молекулярный) вес данного вещества, $N = 6,024 \cdot 10^{23}$ – число Авогадро, ρ – плотность вещества. Так, для стёкол, например, величина $z_0 = 3,6 \cdot 10^{-8}$ см, то есть при толщине стеклянной пластины в 1 см на пути распространения в ней световой волны, падающей нормально к поверхности пластины, располагается $2,8 \cdot 10^7$ молекул SiO_2 . Если предположить, что распространение ЭМВ в веществе происходит как последовательность возбуждения атомов (молекул) среды с величиной времени возбуждения (до переизлучения в концепции Эйнштейна)

$$\tau_b = 3m_0 c^2 / 2e^2 \omega_{nm}^2, \quad (13)$$

где m_0 и e – масса и заряд электрона, ω_{nm} – круговая частота перехода в атоме (молекуле) из основного в возбуждённое состояние, то, учитывая, что для световой волны $\lambda = 5000 \text{ \AA}$

значение времени возбуждённого состояния составляет $\tau_b = 1,26 \cdot 10^{-8}$ сек, для рассматриваемого примера получим временную задержку ЭМВ света в пластине, равную

$$\Delta t_2 = (d\tau_b / z_0) + d / c, \quad (14)$$

то есть $\Delta t_2 = 0,35$ сек, что на много порядков больше истинного времени прохождения ЭМВ в стеклянной пластине $\Delta t_1 \sim 5 \cdot 10^{-11}$ сек. Из этого сопоставления величин задержки ЭМВ в стеклянной пластине следует, что не все атомы цепи трансляции принимают участие в процессах поглощения и переизлучения фотонов, а лишь только ничтожная их часть. Однако такое предположение также неверно, поскольку, например, эффект двулучепреломления в анизотропной среде или эффект вращения плоскости поляризации линейно поляризованного света в оптически активной среде (вращательный эффект Фарадея) прямо пропорционален оптической толщине соответствующей среды, то есть числу атомов (молекул) в трансляционной цепи. Предположить же, что фотон взаимодействует сразу с большим числом атомов (молекул) также затруднительно по современным концепциям квантовой механики. Таким образом, квантованность ЭМВ не является удовлетворительной для объяснения так называемого «парадокса распространения».

Разрешение указанного парадокса можно осуществить, предположив, что возбуждённый атом (молекула) более не поглощает фотоны, следующие за тем, которым атом (молекула) был возбуждён, а, также полагая, что при распространении фотонов в среде принимают участие все, без исключения, атомы (молекулы) трансляционной цепи. При этом распространение фотонного поля в среде следует рассматривать в два этапа. На первом этапе происходит последовательное в направлении распространения волнового поля возбуждение атомов (молекул) среды в трансляционной цепи. При этом весь объём среды, связанный с волновым полем, соответственно во времени возбуждается и по прошествии весьма короткого интервала времени переходит в так называемое *стационарно-возбуждённое* состояние. На втором этапе фотоны распространяются в стационарно-возбуждённой среде с задержкой, определяемой скоростью распространения волны в данной среде, которую мы опытно наблюдаем. Иначе говоря, задержка имеет место только в процессе *нестационарного взаимодействия волнового цуга со средой*. Всякое изменение во времени и в пространстве параметров волнового поля от внешнего источника должно изменять и характер стационарно-возбуждённого состояния среды, с которой волновое поле взаимодействует. Следовательно, в процессе нестационарного взаимодействия поля со средой, последняя действует на поле, например, изменяя его поляризацию, а волновое поле соответственно действует на среду, что мы и называем «*изменением структуры движения микрочастиц среды*». Более конкретно раскрыть микроструктуру происходящего не представляется возможным на современном этапе развития науки, поскольку нам неизвестна природа ЭМВ, истинная структура фотона.

Доказательством высказанному предположению служит простой опыт. Как известно, плоско поляризованная волна света не проходит через два скрещенных поляроида в установившемся (стационарном) состоянии воздействия. Однако при воздействии короткого цуга когерентного света пикосекундного лазера на такую комбинацию скрещенных поляроидов на их выходе регистрируется короткая световая вспышка, длительность которой соизмерима с временем нестационарного взаимодействия цуга волны со средой скрещенных поляроидов. То же можно наблюдать при прохождении короткого цуга когерентного поля через тонкую плёнку из двулучепреломляющего вещества, например, дихроичский поляроид для волны с циркулярной поляризацией. В стационарном состоянии через такой поляроид проходит только компонента исходной волны с циркулярной (например, круговой) поляризацией, для которой поляроид прозрачен, то есть на его выходе регистрируется волновое поле с линейной поляризацией, вместо циркулярной (круговой). Однако в малом отрезке времени нестационарного взаимодействия фронта цуга волны с поляроидом через последний всё же проходит на выход циркулярно поляризованный свет,

и его компонента экспоненциально затухает с постоянной времени, определяемой временем нестационарности взаимодействия волнового цуга с поляроидом. Так, в опытах по модуляции света в электрооптических модуляторах при СВЧ модулирующих колебаниях этот эффект проявляется более заметно снижением коэффициента модуляции от 100% величины.

Рассмотрение физической сущности «парадокса распространения» приводит к пониманию того, что в процессах нестационарного взаимодействия волнового поля со средой последняя оказывает специфическое воздействие на волновое поле, которое со стороны волнового поля, в свою очередь, вызывает соответствующее противодействие, что находится в согласии с указанными во вводной части данной заявки законами ньютоновской механики в приложении к материи волнового поля, находящейся в так называемой *электродинамической фазе*.

Следует задаться вопросом, в чём могли бы проявиться изменения характеристик волнового поля (фотонов) в указанных процессах его нестационарного взаимодействия? Можно полагать, что такими характеристиками являются энергия, импульс, момент импульса (спин фотона). Так, изменение энергии фотона («красное смещение») можно было бы сопоставить как изменению его вектор-импульса (причём не только по модулю, что тривиально, но и по направлению), так и изменению его спина (поляризации). Первая из указанных связей – энергии и вектор-импульса – находит своё прямое подтверждение в эффекте «красного смещения» фотонов в сильном гравитационном поле по известному закону:

$$\Delta v_{cm} = v_0 - v_{cm} = k_{gr} v_0 M / c^2 R, \quad (15)$$

где v_0 и v_{cm} – исходная и красно-смещённая частоты фотонного поля, M – масса гравитирующего тела, $k_{gr} = 0,67 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \text{ г}^{-1} \text{ сек}^{-2}$ – гравитационная постоянная, R – кратчайшее расстояние от траектории движения фотонов до центра гравитирующего тела. В этом случае происходит, как известно, искривление траектории движения фотонов на угол

$$\alpha_{gr} = 2 k_{gr} M / \xi c^2 R, \quad (16)$$

где ξ – некоторая постоянная, определяемая в астрономии экспериментально.

Рассматривая гравитационное поле как форму существования некоторой среды, в которой распространяется волновое поле, можно утверждать, что искривление траектории движения фотонов вызвано действием на них данной среды. Причём при гравитационном воздействии на поток фотонов изменяется не только модуль вектора импульса, но и его направление. Производная энергии фотона по углу искривления его траектории движения, обозначаемая через σ_{gr} , согласно (15-16) имеет вид

$$\sigma_{gr} = \Delta v_{cm} / \alpha_{gr} = \xi v_0 / 2. \quad (17)$$

Так, вблизи Солнца ($M = 1,985 \cdot 10^{33} \text{ г}$, $R = 0,695 \cdot 10^{11} \text{ см}$) относительное смещение спектра фотона имеет порядок $\Delta v_{cm} / v_0 = 10^{-26}$, а величина углового искривления траектории $\alpha_{gr} = 1,75''$, так что величина $\sigma_{gr} \sim v_0 / 4$ определяется исключительно частотой фотонного поля, то есть величиной энергии фотона рассматриваемого сорта.

Энергетическая деформация и искривление траектории движения фотонов в гравитационном поле имеет соответствующий механический аналог. Так, если некоторое тело с массой M_1 движется с импульсом p_1 вдоль выбранной оси z , а затем от этой массы отделяется её часть массой m_2 с импульсом p_2 , ортогональным импульсу p_1 , то оставшаяся часть тела массой $M_1 - m_2$, будет иметь импульс p_3 , равный

$$|p_3| = (|p_1| / M_1) [(M_1 - m_2)^2 + m_2^2] < |p_1| \quad (18)$$

и направленный под углом β_m к оси z согласно выражению

$$\operatorname{tg} \beta_m = |p_2| / (|p_1| - |p_2|) = m_2 / (M_1 - m_2) \quad (19)$$

при условии, что $|p_2| / |p_1| = m_2 / M_1$, то есть когда скорости отделяемой массы m_2 и исходной массы системы M_1 равны между собой по величине и ортогональны по направлениям. При этом отношение изменений кинетической энергии системы массой $M_1 - m_2$ к величине искривления её траектории в результате отщепления от исходной системы массой M_1 массы m_2 (то есть к углу β_m) с учётом условия $m_2 / M_1 \ll 1$ (малого возмущения исходной механической системы) имеет вид

$$\sigma_m = dW_0 / d\beta_m = W_0 (1 - 2m_2 / M_1), \quad (20)$$

то есть с достаточной степенью точности равно энергии W_0 исходной системы. Сравнивая (20) с величиной σ_{rp} из (17) и учитывая энергию фотона $h\nu$, находим, что с точностью до постоянного множителя процессы искривления траектории механической системы под действием механических сил и изменение энергии механической системы адекватны искривлению траектории распространения и «красному смещению» фотонов в гравитационном поле.

Учитывая справедливость приведённой аналогии между свойствами механической и электромагнитной систем, выражающими связь энергии и вектор-импульса (количества движения), можно предположить также и наличие связи между изменением энергии и изменением момента количества движения (спина) фотона. Поскольку в трактовке Брюллиэна спин фотона характеризует состояние его поляризации, то можно, следовательно, предположить наличие связи между изменением энергии фотона в процессе изменения его поляризации (нестационарном). Иначе говоря, можно предполагать наличие связи между изменением энергии фотона и изменением его поляризации в нестационарном процессе, вызванном действием на фотон среды, в которой он распространяется.

Механическим аналогом такого вида связи является поведение гироскопа (быстро вращающегося волчка). Известно, что для сплюснутого симметричного гироскопа моменты инерции по осям $I_A = I_B < I_C$, момент количества движения $L = \omega I_A$, где ω – вектор угловой скорости вращения ротора гироскопа относительно оси вращения, I_A – момент инерции относительно этой оси, и при вращении гироскопа относительно некоторой оси, расположенной к оси вращения ротора под углом α^* , с угловой скоростью Ω^* , возникает гироскопический момент M_g , модуль которого равен

$$|M_g| = L \Omega^* \sin \alpha^*, \quad (21)$$

а направление этого вектор-момента ортогонально векторам L и Ω^* так, что ось вращения ротора гироскопа стремится повернуться к оси вращения гироскопа с угловой скоростью Ω^* по кратчайшему пути. Энергия вращения гироскопа $W_{вр}$, как известно, равна

$$W_{вр} = \omega L / 2 = \omega^2 I_A / 2, \quad (22)$$

поэтому (21) с учётом (22) можно переписать в виде:

$$|M_g| = 2W_{вр} (\Omega^* / \omega) \sin \alpha^*. \quad (23)$$

Из выражения (23), в частности, следует, что модуль гироскопического момента имеет размерность энергии при совершении соответствующего углового поворота гироскопа с

угловой скоростью, определяемой угловой скоростью возмущения гироскопа Ω^* и мерой запасённой в гироскопе энергии ротации $W_{вр}$.

Если теперь зафиксировать положение некоторой гирорамы в плоскости, ортогональной вектору ω , то есть принудительно исключить возможность прецессии в гироскопе, то приложение к гироскопу внешнего вращающего момента, вектор момента количества движения которого совпадает с вектором Ω^* , то принудительно непрецессирующий гироскоп (закреплённый в гирораме) будет оказывать «сопротивление» совершению указанного движения внешними силами, то есть внешние силы при этом будут совершать работу против гироскопических сил, возникающих в результате проявления свойства инерции – сохранения углового положения гироскопической оси, причём тем большей, чем больше энергия $W_{вр}$, обусловленная вращением ротора гироскопа с угловой скоростью ω . Иначе говоря, приложение внешнего момента будет вызывать в соответствии с законом сохранения энергии *торможение* ротора гироскопа, следовательно, уменьшение угловой скорости ω и его энергии вращения $W_{вр}$. Одновременно с уменьшением запасённой в гироскопе энергии $W_{вр}(t)$ будет уменьшаться также и сам модуль гироскопического момента $|M_g(t)|$, то есть для заданного значения угловой скорости $\Omega^* = \text{const}(t)$ одновременно при прочих равных условиях будет уменьшаться и величина $|dW_{вр}(t) / dt|$, причём этот процесс будет осуществляться асимптотически, так что полная энергия торможения, равная

$$W_{\text{торм}} = \int_0^{\infty} \Omega^* |M_g(t)| dt, \quad (24)$$

будет равна энергии $W_{вр}$, накопленной в гироскопе в момент начала внешнего воздействия $t = 0$.

Другим аналогом гироскопического торможения под действием совершаемой внешними силами работой против сил инерции механической системы является, например, торможение тела, брошенного вертикально вверх, против сил тяготения, или торможение ускоренного электрона в тормозящем электрическом поле (на этом принципе работают, как известно, некоторые СВЧ генерирующие приборы – магнетроны, клистроны и др.).

Исходя из оправданности суждения об адекватности свойств материи, независимо от форм её существования (в форме материального объекта или в форме ЭМВ), можно предположить, что для фотона как адекватно вырожденной электродинамически гироскопической системы со спином l_ϕ , энергией $h\nu$ и импульсом $\mathbf{k}(h\nu/c)$ (последний, в отличие от механического гироскопа, характеризует неотъемлемое свойство фотона как движущейся частицы) также свойственно сохранять заданный режим движения, то есть все указанные выше величины (момента количества движения, энергии и импульса).

Выше была рассмотрена связь между «деформацией энергии» фотона (вообще – кванта электромагнитной волны) и искривлением траектории его движения в поле тяготения. Возможно, аналогичная связь должна быть и между изменениями момента количества движения (спина) фотона и его энергией. В квантовомеханической интерпретации спин фотона инвариантен по отношению к его энергии, и квантовая теория не объясняет природу указанной возможной связи. Существующий в физике дуализм природы ЭМВ только доказывает, что некоторые процессы и явления нельзя объяснить, находясь только в рамках квантовой теории или только с позиций классических представлений Максвелла. Поэтому указанное выше обстоятельство (инвариантность спина фотона к его энергии) приводит к необходимости рассмотрения вышеуказанной связи момента количества движения и энергии в рамках волновой теории.

Рассматривая в трактовке Брюллиэна поляризацию фотона как угловую ориентацию его спина, определённую вектором-ортом \mathbf{g} в выражении (7), формально можно говорить о связи процесса деполаризации фотона, вызванного средой, с процессом «де-

формации» его энергии. По закону сохранения энергии *деполяризационная «деформация» энергии* фотона предполагает при этом совершение некоторой работы со стороны *микро-частиц среды* по преодолению так называемых *«сил деполяризационного трения»* электромагнитной волны. Следовательно, в деполяризационном процессе происходит обмен энергией между фотонами и микрочастицами среды, а именно действие фотонного поля на микрочастицы среды приводит к изменению структуры их движения, и наоборот, заданная структура движения микрочастиц среды приводит к процессам деполяризации фотонного поля в среде взаимодействия.

Рассмотрим взаимодействие ЭМВ с веществом, пользуясь концепцией квантованности энергии этого поля. В частности, будем рассматривать последовательное взаимодействие группы фотонов с одним и тем же значением поляризации $\Pi_{\phi 0}$ (до взаимодействия со средой) на совокупность микрочастиц среды, исходная структура движения которых (до воздействия на них поля) может формально характеризоваться некоторым поляризационным вектором Π_{a0} . Будем описывать изменение поляризационных состояний для фотонов и для микрочастиц среды (например, атомов для определённости) формально в виде изменяющихся амплитуд Π , а процессы изменения этих векторов будем характеризовать постоянными релаксации τ_{ϕ} – для фотонов и τ_a – для микрочастиц среды, полагая, что $\tau_a \gg \tau_{\phi}$. Тогда для взаимодействия первого фотона с индексом $i = 1$ с первой микрочастицей среды с её индексом $j = 1$ получим следующие значения векторов поляризации:

$$\Pi_{\phi 11}(t) = \Pi_{\phi 0} - (\Pi_{\phi 0} - \Pi_{a0})[\tau_a / (\tau_a + \tau_{\phi})] \exp \{- t(\tau_a + \tau_{\phi}) / \tau_a \tau_{\phi}\} \quad (25)$$

$$\Pi_{a11}(t) = \Pi_{a0} + (\Pi_{\phi 0} - \Pi_{a0})[\tau_{\phi} / (\tau_a + \tau_{\phi})] \exp \{- t(\tau_a + \tau_{\phi}) / \tau_a \tau_{\phi}\}, \quad (26)$$

где $t \in (0, \tau_b)$, а значение τ_b определено в выражении (13). При этом для момента времени $t = \tau_b$ поляризационное состояние первой микрочастицы формально будет характеризоваться величиной

$$\Pi_{a11}(\tau_b) = \Pi_{a0} + (\Pi_{\phi 0} - \Pi_{a0})[\tau_{\phi} / (\tau_a + \tau_{\phi})] \exp \{- \tau_b(\tau_a + \tau_{\phi})\}. \quad (27)$$

При взаимодействии второго фотона с $i = 2$ с той же первой микрочастицей с $j = 1$ для соответствующих поляризационных состояний второго фотона при его взаимодействии с первой микрочастицей (например, первым атомом в цепи трансляции) $\Pi_{\phi 21}(t)$ и первого атома со вторым фотоном $\Pi_{a12}(t)$ получим выражения соответственно:

$$\begin{aligned} \Pi_{\phi 21}(t) &= \Pi_{\phi 0} - [\Pi_{\phi 0} - \Pi_{a11}(\tau_b)][\tau_a / (\tau_a + \tau_{\phi})] \exp \{- t(\tau_a + \tau_{\phi}) / \tau_a \tau_{\phi}\} = \\ &= \Pi_{\phi 0} \{1 - [\tau_a / (\tau_a + \tau_{\phi})] \exp \{- t(\tau_a + \tau_{\phi}) / \tau_a \tau_{\phi}\} + \{\Pi_{a0} + (\Pi_{\phi 0} - \Pi_{a0})[\tau_{\phi} / (\tau_a + \tau_{\phi})]\} \cdot \\ &\cdot \exp \{- \tau_b(\tau_a + \tau_{\phi}) / \tau_a \tau_{\phi}\} \cdot [\tau_a / (\tau_a + \tau_{\phi})] \exp \{- t(\tau_a + \tau_{\phi}) / \tau_a \tau_{\phi}\}, \end{aligned} \quad (28)$$

$$\begin{aligned} \Pi_{a12}(t) &= \Pi_{a11}(\tau_b) + [\Pi_{\phi 0} - \Pi_{a11}(\tau_b)][\tau_{\phi} / (\tau_a + \tau_{\phi})] \exp \{- t(\tau_a + \tau_{\phi}) / \tau_a \tau_{\phi}\} = \\ &= \Pi_{a11}(\tau_b) \{1 - [\tau_{\phi} / (\tau_a + \tau_{\phi})] \exp \{- t(\tau_a + \tau_{\phi}) / \tau_a \tau_{\phi}\} + \Pi_{\phi 0}[\tau_{\phi} / (\tau_a + \tau_{\phi})]\} \cdot \\ &\cdot \exp \{- t(\tau_a + \tau_{\phi}) / \tau_a \tau_{\phi}\} = \{ \Pi_{a0} + (\Pi_{\phi 0} - \Pi_{a0})[\tau_{\phi} / (\tau_a + \tau_{\phi})] \exp \{- \tau_b(\tau_a + \tau_{\phi}) / \tau_a \tau_{\phi}\} \} \cdot \\ &\cdot \{1 - [\tau_{\phi} / (\tau_a + \tau_{\phi})] \exp \{- t(\tau_a + \tau_{\phi}) / \tau_a \tau_{\phi}\} + \Pi_{\phi 0}[\tau_{\phi} / (\tau_a + \tau_{\phi})] \exp \{- t(\tau_a + \tau_{\phi}) / \tau_a \tau_{\phi}\} \}. \end{aligned} \quad (29)$$

При этом к концу второго акта взаимодействия фотонов с первым атомом среды имеем выражение:

$$\begin{aligned}
\Pi_{a12}(\tau_b) &= \Pi_{a0}\{1 - [\tau_\phi/(\tau_a + \tau_\phi)] \exp[-\tau_b(\tau_a + \tau_\phi)/\tau_a\tau_\phi]\}^2 + \Pi_{\phi0}[\tau_\phi/(\tau_a + \tau_\phi)] \cdot \\
&\cdot \exp[-\tau_b(\tau_a + \tau_\phi)/\tau_a\tau_\phi]\{2 - [\tau_\phi/(\tau_a + \tau_\phi)] \exp[-\tau_b(\tau_a + \tau_\phi)/\tau_a\tau_\phi]\} = \\
&= \Pi_{\phi0}\{1 - [\tau_\phi/(\tau_a + \tau_\phi)] \exp[-\tau_b(\tau_a + \tau_\phi)]\}^2 - \Pi_{\phi0}\{1 - [\tau_\phi/(\tau_a + \tau_\phi)] \exp[-\tau_b(\tau_a + \tau_\phi)/ \\
&/\tau_a\tau_\phi]\}^2 + \Pi_{\phi0} = \Pi_{\phi0} - (\Pi_{\phi0} - \Pi_{a0})\{1 - [\tau_\phi/(\tau_a + \tau_\phi)] \exp[-\tau_b(\tau_a + \tau_\phi)/\tau_a\tau_\phi]\}^2,
\end{aligned} \tag{30}$$

Аналогичным образом можно определить поляризационное состояние первой микрочастицы среды ($j = 1$) в конце времени взаимодействия третьего фотона ($i = 3$):

$$\begin{aligned}
\Pi_{a13}(\tau_b) &= \Pi_{a12}(\tau_b) + [\Pi_{\phi0} - \Pi_{a12}(\tau_b)][\tau_\phi/(\tau_a + \tau_\phi)] \exp[-\tau_b(\tau_a + \tau_\phi)/\tau_a\tau_\phi] = \\
&= \Pi_{a12}(\tau_b)\{1 - [\tau_\phi/(\tau_a + \tau_\phi)] \exp[-\tau_b(\tau_a + \tau_\phi)/\tau_a\tau_\phi]\} + \Pi_{\phi0}[\tau_\phi/(\tau_a + \tau_\phi)] \exp[-\tau_b(\tau_a + \tau_\phi)/ \\
&/\tau_a\tau_\phi] = \Pi_{\phi0}\{1 - [\tau_\phi/(\tau_a + \tau_\phi)] \exp[-\tau_b(\tau_a + \tau_\phi)/\tau_a\tau_\phi] + [\tau_\phi/(\tau_a + \tau_\phi)] \exp[-\tau_b(\tau_a + \tau_\phi)/ \\
&/\tau_a\tau_\phi] - (\Pi_{\phi0} - \Pi_{a0})\{1 - [\tau_\phi/(\tau_a + \tau_\phi)] \exp[-\tau_b(\tau_a + \tau_\phi)/\tau_a\tau_\phi]\}^3 = \Pi_{\phi0} - (\Pi_{\phi0} - \Pi_{a0}) \cdot \\
&\cdot \{1 - [\tau_\phi/(\tau_a + \tau_\phi)] \exp[-\tau_b(\tau_a + \tau_\phi)/\tau_a\tau_\phi]\}^3.
\end{aligned} \tag{31}$$

Нетрудно показать, что для N актов взаимодействия фотонов с первой микрочастицей среды ($j = 1$) её поляризационное состояние $\Pi_{a1N}(\tau_b)$ будет выражаться зависимостью:

$$\Pi_{a1N}(\tau_b) = \Pi_{\phi0} - (\Pi_{\phi0} - \Pi_{a0})\{1 - [\tau_\phi/(\tau_a + \tau_\phi)] \exp[-\tau_b(\tau_a + \tau_\phi)/\tau_a\tau_\phi]\}^N. \tag{32}$$

Полагая справедливость неравенств $\tau_a \gg \tau_\phi \gg \tau_b$, выражение (32) можно переписать в следующей приближительной форме

$$\Pi_{a1N}(\tau_b) = \Pi_{\phi0} - (\Pi_{\phi0} - \Pi_{a0})[1 - (\tau_b/\tau_a) + \dots]^N, \tag{33}$$

пределом для которого является исходная поляризация группы фотонов $\Pi_{\phi0}$, так как действительно

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \Pi_{a1N}(\tau_b) = \Pi_{\phi0}. \tag{34}$$

Предел (34) выражает сущность формулируемой закономерности.

С другой стороны, если теперь рассматривать процесс деполяризации одного и того же фотона ($i = 1$) при взаимодействии с последовательностью микрочастиц среды, каждая из которых находится первоначально в одном и том же невозмущённом поляризационном состоянии Π_{a0} , то получим следующее выражение:

$$\begin{aligned}
\Pi_{\phi12}(\tau_b) &= \Pi_{\phi11}(\tau_b) - [\Pi_{\phi11}(\tau_b) - \Pi_{a0}][\tau_a/(\tau_a + \tau_\phi)] \exp[-\tau_b(\tau_a + \tau_\phi)/\tau_a\tau_\phi] = \\
&= [\Pi_{\phi0} - (\Pi_{\phi0} - \Pi_{a0})[\tau_a/(\tau_a + \tau_\phi)] \exp[-\tau_b(\tau_a + \tau_\phi)]]\{1 - [\tau_a/(\tau_a + \tau_\phi)] \exp[-\tau_b(\tau_a + \tau_\phi)/ \\
&/\tau_a\tau_\phi]\} + \Pi_{a0}[\tau_a/(\tau_a + \tau_\phi)] \exp[-\tau_b(\tau_a + \tau_\phi)/\tau_a\tau_\phi] = \Pi_{a0}[\tau_a/(\tau_a + \tau_\phi)] \exp[-\tau_b(\tau_a + \tau_\phi)/ \\
&/\tau_a\tau_\phi]\{2 - [\tau_a/(\tau_a + \tau_\phi)] \exp[-\tau_b(\tau_a + \tau_\phi)] + \Pi_{\phi0}\{1 - [\tau_a/(\tau_a + \tau_\phi)] \exp[-\tau_b(\tau_a + \tau_\phi)/
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned} / \tau_a \tau_\phi \}^2 = \Pi_{a0} - \Pi_{a0} \{ 1 - [\tau_a / (\tau_a + \tau_\phi)] \exp [- \tau_b (\tau_a + \tau_\phi)] \}^2 + \Pi_{\phi 0} \{ 1 - [\tau_a / (\tau_a + \tau_\phi)] \\ \cdot \exp [- \tau_b (\tau_a + \tau_\phi) / \tau_a \tau_\phi] \}^2 = \Pi_{a0} + (\Pi_{\phi 0} - \Pi_{a0}) \{ 1 - [\tau_a / (\tau_a + \tau_\phi)] \exp [- \tau_b (\tau_a + \tau_\phi) / \\ / \tau_a \tau_\phi] \}^2, \end{aligned} \quad (35)$$

$$\Pi_{\phi 13}(\tau_b) = \Pi_{a0} + (\Pi_{\phi 0} - \Pi_{a0}) \{ 1 - [\tau_a / (\tau_a + \tau_\phi)] \exp [- \tau_b (\tau_a + \tau_\phi) / \tau_a \tau_\phi] \}^3, \quad (36)$$

и для взаимодействия первого фотона с N-ым атомом, где $N = \text{Ent} [d/z_0]$, имеем

$$\Pi_{\phi 1N}(\tau_b) = \Pi_{a0} + (\Pi_{\phi 0} - \Pi_{a0}) \{ 1 - [\tau_a / (\tau_a + \tau_\phi)] \exp [- \tau_b (\tau_a + \tau_\phi) / \tau_a \tau_\phi] \}^N. \quad (37)$$

При этом с учётом неравенств $\tau_a \gg \tau_\phi \gg \tau_b$ из (37) получим

$$\Pi_{\phi 1N}(\tau_b) = \Pi_{a0} + (\Pi_{\phi 0} - \Pi_{a0}) [1 - (\tau_b / \tau_\phi) + \dots]^N, \quad (38)$$

предел которого равен

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \Pi_{\phi 1N}(\tau_b) = \Pi_{a0} \quad (39)$$

выражает обратное влияние ансамбля микрочастиц среды на состояние поляризации фотона с индексом $i = 1$, что согласуется со сформулированной закономерностью, адекватной третьему закону Ньютона.

В соответствии с выражениями (34) и (39) можно понять, что действие определённым образом поляризованной волны на вещество приводит к его поляризации (**dc**-эффект, обратный эффект Фарадея и др.). С другой стороны, понятно, например, почему плоско поляризованная волна оптического квантового генератора, распространяясь в толще атмосферы, молекулы которой находятся в *турбулентном поляризационном состоянии* (в частности, в связи с хаотичностью их движения), претерпевает частичную деполяризацию.

Рассмотрение процессов микровзаимодействий фотонного поля с веществом требует априорных сведений о природе распространения электромагнитной волны в среде. Отмеченное выше разрешение «парадокса распространения» в предположении квантованности энергии электромагнитного поля и принятого в современной физике воззрения, что атом поглощает или испускает фотон как целое в однократном акте взаимодействия, приводит фактически к тому, что появление фотоотклика среды в процессе распространения в ней электромагнитной волны является функцией вектора Пойнтинга для последней, и следовательно, свет от разных по яркости источников должен был бы проходить через одну и ту же толщину среды за различное время, отсчитывая от момента включения источников, если функция включения – есть δ -функция. Такой вывод противоречит имеющимся опытным данным (например, опытам по интерференции когерентных пучков с варьируемой интенсивностью интерферирующих компонент, при которых не происходит пространственного смещения интерференционных полос как функции различия интенсивностей интерферирующих пучков). Следовательно, концепция квантования энергии электромагнитного поля не в состоянии объяснить природу распространения фотонного поля в веществе как инварианта к интенсивности этого поля (плотности потока энергии).

Выход из образовавшегося в современной физике «*тулика*» квантовой концепции электромагнитного поля может быть найден, если свойство квантованности энергии приписывать не самому полю, а микрочастицам вещества, с которыми это поле взаимодействует. Это приводит к постуляторному утверждению следующего вида:

«В процессах взаимодействия электромагнитного поля с веществом атомы последнего могут поглощать или излучать только квантованные порции энергии ΔW_a в заданном спектральном диапазоне частот ($\nu_0 - \Delta\nu \leq \nu \leq \nu_0 + \Delta\nu$), равные по величине значению $h\nu_0$ ».

Математически это утверждение записывается так:

$$\Delta W_a = \int_0^{\Delta\tau} \int_{\nu_0 - \Delta\nu}^{\nu_0 + \Delta\nu} |S^*(\nu)| q_a d\nu dt = h\nu_0, \quad (40)$$

где $|S^*(\nu)|$ - модуль спектральной плотности вектора Пойнтинга \mathbf{G} , определяемого через компоненты \mathbf{E} и \mathbf{B} электромагнитной волны следующим образом

$$|G| = |(c/4\pi) \mathbf{E} \times \mathbf{B}| = \int_{\nu_0 - \Delta\nu}^{\nu_0 + \Delta\nu} |S^*(\nu)| d\nu, \quad (41)$$

$q_a = z_0^2$ – эффективное сечение поглощения атома вещества, вычисляемое из (12), $\Delta\tau = f(|G|)$ – время интегрирования (аккумуляции) порции энергии $h\nu_0$ атомом, зависящее от модуля вектора Пойнтинга для рассматриваемой ЭМВ.

Данный, формально выдвинутый автором постулат, не противоречит опытным данным, и квантованность энергии в процессах поглощения и излучения атомами осталась здесь прежней. Однако постулат в корне меняет представления о природе микровзаимодействия электромагнитного поля с веществом. Так, в настоящее время считается, что в процессах поглощения и излучения атомом принимает участие *один фотон* с энергией $h\nu_0$. Предложенный постулат утверждает лишь, что *один атом* может поглотить или излучить в одном акте лишь порцию энергии $h\nu_0$, численно равную энергии одного фотона, но не предписывает атому вещества поглощать или излучать только один фотон как целое, допуская взаимодействие с группой фотонов в одном акте поглощения или излучения. Заметим, что такое толкование атомно-фотонных взаимодействий не противоречит известному явлению фотоэффекта, открытие которого, в частности, и послужило существующему утверждению о взаимодействии атома с фотоном, энергия которого не ниже определённой величины («красной границы»), при которой атом поглощает фотон как целое, испуская фотоэлектрон, поскольку сформулированный постулат предписывает атому поглощать или испускать энергию лишь на определённой частоте ν_0 атомного энергетического перехода (или на частотах, не ниже этой граничной величины). При этом остаются справедливыми выражения (25) – (39) с учётом замены в них времени возбуждённого состояния атома τ_b на фактическое время взаимодействия фотона с атомом Δt_1 , макроскопически оцениваемое величиной

$$\Delta t_1 = n z_0 / c \quad (42)$$

в случае, когда рассматриваются относительно слабые по величине \mathbf{G} электромагнитные поля, для которых длина «свободного пробега» фотонов z^* , равная

$$z^* = [ch\nu/|G_{cp}|]^{1/3}, \quad (43)$$

где G_{cp} – усреднённое значение вектора Пойнтинга для рассматриваемого сечения электромагнитного потока (облучающего однородно), является существенно большей среднего расстояния z_0 между атомами в веществе, то есть когда выполняется неравенство $z^* \gg z_0$. Так, для излучений гелий-неонового лазера (типа ЛГ-36) в стекле имеем отношение $z^*/z_0 = 1,88 \cdot 10^{-3} \text{ см} / 3,6 \cdot 10^{-8} \text{ см} = 5,23 \cdot 10^4$ (при диаметре пучка 3 мм и мощности излучения ОКГ 0,1 Вт).

В случае использования излучений с высокой плотностью энергии, создаваемых, например, мощными импульсными лазерами, работающими в режиме синхронизации мод, может оказаться, наоборот, что $z^* \ll z_0$, и при этом время взаимодействия фотона с

атомом может также определяться формулой (42), если указанные потоки энергии не создают условий нелинейного взаимодействия с атомами среды (генерация гармоник, нелинейная поляризация вещества, многофотонное поглощение).

Указанная выше зависимость времени интегрирования $\Delta\tau$ (аккумуляции) атомом порции энергии $h\nu_0$ от плотности потока энергии ЭМВ (вектора Пойнтинга) означает, что в линейном приближении (то есть при отсутствии эффектов нелинейной поляризации вещества электромагнитным полем) отбор энергии от фотонов, частично поглощаемых атомом, не зависит от плотности потока ЭМВ, а определяется лишь «номером» фотона, от которого атом частично поглощает энергию, для последовательности фотонов, отсчитывая от начального момента времени процесса поглощения. Можно при этом предположить, что отбор энергии от фотонов происходит в одинаковой мере для всей совокупности фотонов, участвующих в акте поглощения данным атомом, и при этом величина потери энергии для одного фотона группы равна $\Delta W_{\phi 1}^* = h\nu_0 \Delta\tau_1 / \Delta\tau$, где $\Delta\tau / \Delta\tau_1 = \zeta_1$ – число фотонов, участвующих в процессе поглощения одним атомом энергии $h\nu_0$, либо осуществляется в соответствии с экспоненциальным законом

$$\Delta W_{\phi 1}^{(*)} = h\nu_0 \exp[-i \Delta\tau_1 / \Delta\tau] / \sum_{i=1}^M \exp[-i \Delta\tau_1 / \Delta\tau], \quad (44)$$

где M – число эффективно взаимодействующих фотонов, равное

$$M = \text{Ent} [\Delta\tau / \Delta\tau_1], \quad (45)$$

причём всегда соблюдается равенство

$$\sum_{i=1}^M \Delta W_{\phi 1}^{(*)} = h\nu_0. \quad (46)$$

Тот факт, что в однородной достаточно протяжённой среде при распространении в ней стационарного электромагнитного потока не обнаруживается явления «красного смещения» в ЭМВ, заставляет сделать вывод о том, что в среде действуют одновременно два процесса – поглощения отдельными атомами энергии от поля фотонов и испускания атомами энергии обратно в фотонное поле, причём в соответствии с выводами Эйнштейна у переизлучённых атомами фотонов сохраняется их энергия, направление распространения и поляризация. Таким образом, для идеальной непоглощающей безызлучательно среды количество энергии, поглощённой атомами среды, равно количеству отданной этой средой энергии, поскольку атомы среды равновероятно как поглощают, так и излучают энергию волнового поля.

Интересно отметить, что выдвинутое постулатное утверждение о частичном поглощении атомами среды энергии от фотонов группы в течение отрезков времени, на несколько порядков меньших времени возбуждения атома τ_b согласно (13), то есть когда $\Delta\tau_1 \ll \tau_b$, предполагает фактор время-пространственной когерентности для группы фотонов размера M , так как в противном случае (то есть при случайных фазах колебаний у группы фотонов, участвующих в поглощении энергии атомом) накопление энергии $h\nu_0$ атомом было бы неосуществимо. Это, в свою очередь, дополнительно подтверждает тезис о фактической некантованности волнового поля по энергии, а кантованными являются лишь порции энергии, поглощаемые атомом и излучаемые им обратно в электромагнитное поле. Это же подтверждается при рассмотрении излучения ЭМВ от колебательных движений заряда (свободных электронов в проводнике антенны): напряжённость электромагнитного поля плавно убывает в сферической волне пропорционально квадрату расстояния от источника сферической ЭМВ, и такая волна теоретически может быть обнаружена и зарегистрирована в любой точке пространства, сколь угодно отдалённой от источника при соответствующей чувствительности приёмной аппаратуры, а при кантовании энергии в фотонном поле сферической волны на больших удалениях от источника должны

были бы образовываться «фотонные дыры», в пределах которых приём стал бы неосуществим, что не подтверждается экспериментами.

Наконец, статическое электрическое поле является частным случаем электромагнитного с частотой $\nu = 0$. Для такого вырожденного поля неприменимо понятие квантования по энергии, и такое поле является пространственно непрерывным, обладая свойствами ЭМВ: скорость его распространения в пространстве такая же, как и у ЭМВ, это поле воздействует на удалённые заряды, его наличие указывает на существование источника его излучения (в этом смысле оно является информативным) и т.д.

Всё это позволяет считать волновое поле энергетически неквантуемым, хотя квантовая теория поля является одним из мощных инструментов его описания. Возможно, дуализм во взглядах на природу электромагнитного поля связан с тем, что современная физика приписывает ему как истинные физические свойства – способность интерферировать, дифрагировать и т.д. – как волновые свойства, так и те свойства, которые проявляются при взаимодействии поля со средой, то есть фактически являются свойствами самой среды, перенесёнными (неправомерно!) на свойства поля как совокупности его корпускул. Так, давление света в опытах Столетова как его «корпускулярное» свойство фактически можно объяснить реакцией самих атомов вещества на действующий поток волнового поля. Фотоэффект, казалось бы, также объясняющий «корпускулярность» волнового поля, также может быть объяснён с учётом вышеуказанного постулатного утверждения о свойстве самих атомов отбирать от электромагнитного поля только определённые порции энергии $h\nu_0$, причём начиная с некоторой граничной частоты, определяемой не сортоностью поглощаемого при фотоэффекте фотона, а частотой перехода в атоме от основного к возбуждённому состояниям, и эта частота перехода является атрибутом самого атома, а не фотона. Так что никакого дуализма в физических представлениях о природе электромагнитного поля быть не должно, его природа едина, хотя изучена не в должной мере, что и позволяет использовать различные подходы к его описанию.

Ещё один пример несовершенства концепции квантования энергии в фотонном поле состоит в том, что, как известно, в процессах поглощения атомами энергии поля в таком поглощении принимают участие электромагнитные колебания с конечным спектром, в ряде случаев достаточно широким. В то же время считается, что фотон – устойчивая частица, колебания в которой являются монохромными, одночастотными. Спектр поглощения атомов также является широким, и именно поэтому атом может поглотить необходимую ему порцию энергии от электромагнитного поля в спектре $2\Delta\nu$. Из этого вытекает, что в поглощении атомом порции энергии $h\nu_0$ не может участвовать только один фотон. Излучения же тел, характеризующиеся сплошными спектрами, противоречит возможности квантования поля излучения, поскольку такое квантование неминуемо привело бы к дискретизации спектра излучения.

Из истории физики известно, что первоначальным стимулом к созданию квантовой механики явилось введённое квантование электромагнитного поля в связи с явлением фотоэффекта.

На основе опытных данных, связанных с исследованием фотоэффекта и обнаружением частиц с отрицательным зарядом, названных англичанином Д.Стончем **электро-нами**, было невозможно объяснить природу фотоэффекта с позиции классической электромагнитной теории, представлявшей электромагнитное поле как процесс волновой. Этому препятствовало, главным образом, то обстоятельство, что фотоэлектроны покидали облучаемую светом мишень, во-первых, при частоте монохроматического излучения не ниже некоторой граничной частоты, названной «красной границей», и, во-вторых, эти электроны имели начальные скорости, определяемые не интенсивностью облучения мишени, а лишь превышением частоты излучения над частотой «красной границы». Это привело А.Эйнштейна в 1905 году к постулированию того, что электромагнитная волна в среде её взаимодействия проявляет свойство корпускулярности по энергии. А.Эйнштейн ввёл понятие фотонов, полагая, что каждый фотон имеет энергию, зависящую **только от**

частоты электромагнитного поля, а **число фотонов**, составляющих это поле в среде, определяется энергией поля.

Таким образом, по предложению Эйнштейна волновое поле было проквантовано по энергии, и за энергию фотона W было принято произведение некоторой постоянной величины, введённой впоследствии М.Планком и названной поэтому **постоянной Планка** h , на частоту ν электромагнитного поля: $W = h\nu$. В такой концепции, действительно, можно было объяснить, почему вылетающие из мишени электроны имеют начальные скорости $V = [2(h\nu - A)/m]^{1/2}$, где A – работа выхода, определяемая «красной границей» частоты $\nu_{\text{кр.гр.}}$ согласно выражению $A = h \nu_{\text{кр.гр.}}$, а m – масса электрона, поскольку сообщаемая им от фотона кинетическая энергия была равна $W_{\text{кин}} = mV^2/2 = h(\nu - \nu_{\text{кр.гр.}})$, то есть определялась исключительно частотой фотона и не зависела от интенсивности падающего на мишень излучения. Признание этого положения привело к дуализму в физике по вопросу поведения электромагнитного поля как волнового в «свободном» пространстве и как корпускулярного (фотонного) в процессах взаимодействия его со средой, хотя и явилось достижением, приведшим к появлению нового математического (вероятностного) описания происходящих явлений при взаимодействии электромагнитного поля с веществом – к квантовой теории поля, дополненной впоследствии релятивистскими представлениями на основе работ А.Эйнштейна по специальной теории относительности, то есть к появлению релятивистской квантовой теории поля (РКТП).

Однако, по мнению автора, фотоэффект может и должен быть объяснён в рамках классических представлений о природе взаимодействия волнового поля с атомами вещества. Должен именно потому, что возникший дуализм отражает лишь несовершенство наших знаний о действительной природе происходящих явлений, но не является каким-то свойством материи или закономерностью её поведения. В связи с этим автор высказывает гипотезу об иной физической концепции фотоэффекта.

Когда мы говорим об энергии электрического колебательного процесса оценка осуществляется как произведение квадрата амплитуды гармонического колебания на время действия таких колебаний при полном игнорировании их частоты. То же относится и к оценке энергии электромагнитного поля: оно выражается квадратом напряжённости поля (например, его электрической E -компоненты) и временем. Игнорирование частоты при такой оценке энергии поля связано с тем, что интегрирование по времени гармонического колебания за целое число его периодов даёт нулевой результат. Очевидно, что действие на атом среды E -компоненты электромагнитного поля приводит к возникновению поляризации атома с возникновением электрического диполя с моментом $I = \zeta E_0$, где E_0 – амплитуда напряжённости электрического поля в атоме [В/м], а ζ – некоторый размерный коэффициент [м²/В], определяющий линейную связь между полем и моментом диполя I [м]. Можно также показать, что величина этого диполя не зависит от частоты ЭМВ вплоть до частот, расположенных в далёкой ультрафиолетовой области спектра. Будем рассматривать энергию W , поглощённую атомом от электромагнитного поля, как $W = \zeta e E_0^2 \nu \Delta t$, где e – заряд электрона, Δt – эффективное время, в течение которого атом отбирает от поля энергию, равную $W = h\nu$ (соответствующую энергии фотона в концепции фотоэлектрического уравнения Эйнштейна). Сравнивая эти два выражения для энергии W , видим, что первое из них определяется тремя переменными – E_0 , ν и Δt (в волновой концепции), а второе – только одной переменной ν (в концепции квантования поля по энергии). Справедливость указанного выражения для энергии в волновой концепции поясняется просто: это произведение кулоновской силы $F = e E_0$ на полное перемещение заряда электрона за время Δt с частотой ν и моментом диполя $I = \zeta E_0$ (здесь полное число циклов перемещения равно $\nu \Delta t$). Тогда можно записать так называемое *квантово-волновое* соотношение: $\zeta e E_0^2 \nu \Delta t = h \nu$. Из сравнения правой и левой частей

этого соотношения видим, что в его правой части стоит произведение константы \hbar на частоту ν как переменного параметра. Исключая из обеих частей этого равенства переменный параметр ν , получим так называемое **калибровочное соотношение** вида:

$$\zeta E_0^2 \Delta t = \hbar / e = 4,132 \cdot 10^{-15} [\text{В} \cdot \text{с}] = \text{const.}$$

При помещении атома во внешнее поле можно найти величину дипольного момента \mathbf{l} из решения уравнения $\mathbf{e}^2/4\pi\epsilon_0 r^2 - eE_0 = \mathbf{e}^2/4\pi\epsilon_0 (\mathbf{r} + \mathbf{l})^2$, так что при учёте, что $r \gg l$, получим $\zeta = 2\pi\epsilon_0 r^3/e$, и тогда получаем калибровочное соотношение в форме: $E_0^2 \Delta t = \hbar/2\pi\epsilon_0 r^3$, или, что то же, в виде $2\pi\epsilon_0 r^3 E_0^2 \Delta t = \hbar$, где r – радиус орбиты участвующего в фотоэффекте внешнего электрона атома, возбуждаемого электромагнитной волной.

Поскольку плотность потока мощности ЭМВ (вектор Пойнтинга) $|\mathbf{S}|$ может быть выражена через амплитуду напряжённости электрической компоненты ЭМВ E_0 и волновое сопротивление свободного пространства $(\mu_0/\epsilon_0)^{1/2}$ в виде $|\mathbf{S}| = E_0^2/2(\mu_0/\epsilon_0)^{1/2}$, то приведённое выше калибровочное соотношение с учётом $c = 1/(\mu_0\epsilon_0)^{1/2}$, где c – электродинамическая постоянная, принимает вид: $4\pi r^3 |\mathbf{S}| \Delta t = \hbar c$. Для сфероидальной формы электронного облака его объём V_e равен $(4\pi r^3/3)$, что формально позволяет записать калибровочное соотношение в виде $3V_e |\mathbf{S}| \Delta t = \hbar c$. Однако поскольку возбуждение атома осуществляется в объёме V_e при прохождении цуга ЭМВ длиной $c \Delta t$ и с сечением, равным диаметральному сечению электронного облака πr^2 , вместо объёма электронного облака, в выражение для калибровочного соотношения следует поставить объём указанного цуга ЭМВ, взаимодействующей с атомом. Тогда получим $3\pi r^2 |\mathbf{S}| \Delta t^2 = \hbar$. Можно показать, что для сверхплотного излучения (когда цуг имеет длину порядка размера атома, что неосуществимо на практике) имеет место линейная, а не квадратичная зависимость от времени Δt , как это было указано выше. В более удобной для практических расчётов форме можно записать калибровочное соотношение в виде:

$$|\mathbf{S}| \Delta t^2 = \hbar / 3 \pi r^2.$$

Согласно приведённой формуле устанавливается важное свойство взаимодействия ЭМВ с веществом, согласно которому **произведение модуля вектора Пойнтинга на квадрат времени взаимодействия (возбуждения) ЭМВ с атомом равно отношению постоянной Планка к утроенному диаметральному сечению электронного сфероидального атома**. Поскольку известно, что радиус электронной орбиты r определяется зарядом электрона e , его массой m_0 и электродинамической постоянной c по формуле $r = e^2 / m_0 c^2$, то для калибровочного соотношения получаем выражение

$$|\mathbf{S}| \Delta t^2 = \hbar m_0^2 c^4 / 3\pi e^4 = 7,1569 \cdot 10^{-14} \text{ Вт} \cdot \text{с}^2 / \text{м}^2.$$

Величина, стоящая в правой части этого выражения, есть константа полученного калибровочного соотношения, наподобие постоянной Планка в квантовой физике. Атом поглощает порцию энергии $\hbar \nu$ в течение времени, обратно пропорционального корню квадратному из величины модуля вектора Пойнтинга электромагнитного поля в области дислокации данного атома.

В указанном калибровочном соотношении имелось в виду, что ЭМВ распространяется со скоростью c . В случае распространения ЭМВ в среде с показателем преломления n , длина указанного выше цуга сокращается в n раз, что следует учитывать в расчёте.

Таким образом, в процессах взаимодействия электромагнитного поля с веществом, в частности, при рассмотрении фотоэффекта, возбуждаемый полем атом вещества отбирает от электромагнитного поля с амплитудой напряжённости \mathbf{E}_0 порцию энергии, прямо пропорциональную частоте этого поля ν , при соблюдении указанного калибровочного соотношения.

Следовательно, атом вещества тем быстрее отбирает требуемую порцию энергии от электромагнитного поля, чем больше вектор Пойнтинга (плотность потока энергии) в зоне расположения данного атома вещества. И это – есть *свойство вещества*.

Все последующие рассуждения, описывающие другие присущие фотоэффекту особенности, остаются прежними, какими они были установлены сто лет назад.

Другим основанием не считать концепцию квантования волнового поля состоятельной является эффект Доплера. В зависимости от величины проекции скорости V_k движущегося объекта на волновой вектор \mathbf{k} регистрируемой на таком объекте ЭМВ, излучаемой с неподвижного объекта на частоте ν , принимаемое на движущемся объекте излучение будет регистрироваться на смещённой частоте $\nu_{\text{см}} = \nu (1 + V_k / c)$, причём указанная проекция скорости объекта может быть как положительной, так и отрицательной, следовательно, принимаемая на движущемся объекте частота будет либо выше, либо ниже частоты излучения ЭМВ от неподвижного объекта. Таким образом, доплеровское смещение частоты является произвольным, поскольку произвольна скорость движения подвижного объекта. При этом фотон перестаёт выглядеть устойчивой частицей, сохраняющей свои параметры неизменными, в частности, частоту в свободном пространстве, согласно концепции Эйнштейна.

При вычислениях, однако, *удобно* ввести фиктивное квантование по энергии волнового поля для фотонов сорта ν_0 и спектра $2\Delta\nu$, отвечающего заданному переходу в атомах данного конкретного вещества. Такое квантование может быть описано в виде выражения вида:

$$\Delta W_{\phi}(\nu_0) = (\epsilon/2c) \int_V \int_{\nu_0 - \Delta\nu}^{\nu_0 + \Delta\nu} [z^*(\nu)]^3 |\partial S^*(\nu, \nu)/\partial \nu| d\nu d\mathbf{v} = h\nu_0, \quad (47)$$

где $\partial S^*(\nu, \nu)/\partial \nu$ - объёмно-спектральная плотность потока энергии, $V_1 = (z^*)^3 = ch\nu/|G_{\text{ср}}|$ - некоторая величина фиктивного объёма, занимаемого квантом энергии частоты ν_0 для рассматриваемого поля, \mathbf{G} – вектор Пойнтинга для такого поля, действующий в данном дифференциальном объёме среды, ϵ – диэлектрическая проницаемость среды, $z^*(\nu)$ – длина «свободного пробега» фотона частоты ν из рассматриваемого спектра $2\Delta\nu$, вычисляемая, в первом приближении, по формуле (43).

При этом энергия электромагнитного поля, запасённая в любом объёме V , связана с фотонным полем частоты ν_0 (для монохроматической или квазимонохроматической волны) следующим соотношением:

$$(\epsilon/2) \int_V |\mathbf{E}|^2 d\mathbf{v} = V h \nu_0 / V_1 = (\partial n / \partial \nu) V \Delta W_{\phi}(\nu_0), \quad (48)$$

где $\partial n / \partial \nu$ – концентрация фотонов в единице объёма среды, $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \sin 2\pi\nu_0 t$ – вектор напряжённости электрической компоненты электромагнитного поля в дифференциальном объёме среды на частоте ν_0 .

В дальнейшем рассмотрении будем считать, что понятие фотона определено энергетически в соответствии с (47) и (48), в частности, при рассмотрении взаимодействия фотонов с атомами согласно уравнений (25) – (39). В общем случае, когда рассматривается поглощение атомом группы волн в полосе частот $2\Delta\omega = 2\pi\Delta\nu$ с центральной частотой

полосы поглощения $\omega_0 = 2\pi\nu_0$ для время-пространственного распределения напряжённости электрического поля имеем выражение

$$E(t,z) = [2E_0(\beta_0)/\pi] \{ \sin [(d\omega/d\beta)t - z]\Delta\beta * \cos (\omega_0 t - \beta_0 z - \varphi_0) \} / [(d\omega/d\beta)t - z], \quad (49)$$

где $\beta_0 = \omega_0 / \nu_0$ - волновой множитель, ν_0 - фазовая скорость распространения электромагнитной волны вдоль оси z на частоте ω_0 в среде, причём волновой множитель β изменяется в пределах $\beta_0 - \Delta\beta \leq \beta \leq \beta_0 + \Delta\beta$, φ_0 - аргумент комплексной амплитуды $E_0(\beta_0)$ (начальная фаза колебаний частоты ω_0); выражение $d\omega/d\beta$ - есть групповая скорость распространения «волнового пакета» (фотона) электромагнитного поля.

По определению (47) энергия фотона сконцентрирована в объёме V_1 , образованном в кубе со стороной z^* , что пространственно разделяет квантованные порции энергии в электромагнитном поле. Однако, согласно (49) ясно, что эффективная длина элементарного цуга «волнового пакета» (фотона) на несколько порядков превосходит расстояние z^* , что указывает, наоборот, на пространственное совмещение (наложение) элементарных цугов в потоке фотонов между собой, то есть объясняет физическую непрерывность потока электромагнитной энергии, его энергетическую неквантуемость. Поэтому определение энергии фотона, приведённое на основании (47), является лишь условным, фиктивным, не отражающим действительной физической картины пространственного распределения энергии электромагнитного поля.

Принимая с указанными оговорками концепцию условного квантования энергии электромагнитного поля, рассмотрим возможные процессы, происходящие между атомами среды (например, прозрачного вещества). В соответствии с распределением Больцмана, описывающим соотношение между населённостями уровней энергии атомов или молекул

$$[N_m / N_n] = \exp \{ - (E_m - E_n) / kT \}, \quad (50)$$

где N_m , N_n и E_m , E_n - населённости и энергия m -ого и n -ого уровней, k - постоянная Больцмана, T - абсолютная температура вещества по Кельвину, в предположении, что каждому возможному значению энергии соответствует единственно возможное состояние атома (кратность вырождения состояния с данной энергией равна единице), нетрудно понять, что при любой конечной температуре вещества населённость уровня с большей энергией всегда меньше, чем населённость уровня с меньшей энергией. При $T = 0$ все частицы скапливаются на нижнем энергетическом уровне, при $T \rightarrow \infty$ населённости уровней с разными энергиями выравниваются. Таким образом, изменение температуры вещества в пределах от абсолютного нуля до бесконечности не может привести к инверсии населённостей уровней, при которой (как в активных веществах лазеров) вещество становится отрицательно поглощающим, то есть способным к усилению воздействующей на него электромагнитной волны.

В соответствии с распределением Ферми вероятность заполнения состояния с энергией E при температуре T вещества равна

$$f(E) = \{ \exp [(E - \mu) / kT] + 1 \}^{-1}, \quad (51)$$

где μ - энергия уровня Ферми, который имеет смысл такой энергии, вероятность заполнения которого электронами атомов или молекул вещества равна 0,5 при любой абсолютной температуре T , отличной от нуля. Значение μ зависит от числа электронов в системе N и от температуры T вещества. Чтобы получить среднее число электронов на данном уровне энергии $n(E)$, нужно вероятность заполнения состояния $f(E)$ умножить на степени вырождения g , а именно $n(E) = f(E) * g(E)$. Очевидно, что сумма n по всем уров-

ням равна полному числу N электронов в системе. Это используют для определения зависимости μ от N и T .

Таким образом, в рассматриваемом веществе с ненулевой абсолютной температурой всегда имеются атомы, находящиеся в возбуждённом состоянии, то есть атомы, описывающие возбуждённость, электроны которых находятся на энергетических уровнях, отличающихся от основного уровня на величины энергии $h\nu_0$. При этом известно, что время жизни τ_a таких возбуждённых атомов конечно и составляет для видимого излучения порядок 10^{-8} сек, то есть состояние возбуждённости атома является неустойчивым. Неустойчивость атомов, находящихся на любом энергетическом уровне, в том числе и основном уровне, является их общим свойством (в известной мере противоречащим принципу возрастания энтропии) для ненулевых температур вещества. Из этих рассуждений следует, что в веществе, находящемся в термодинамическом равновесии при ненулевой абсолютной температуре, происходят спонтанные релаксационные процессы энергетического обмена между атомами (молекулами) порциями энергии $h\nu_{mn}$, и в том случае, когда в веществе отсутствует инверсия населённостей, а температура вещества такова, что последнее не является самосветящимся веществом на частоте перехода ν_{mn} (не излучающим за пределы данного объёма, занимаемого веществом), порции энергии $h\nu_{mn}$, излучаемые одной группой атомов вещества, поглощаются другой группой атомов этого же вещества, не создавая внешнего по отношению к рассматриваемому веществу излучения на частоте ν_{mn} . Воздействие на вещество электромагнитного поля, содержащего компоненту с частотой колебаний ν_{mn} , приводит к нарушению «фотонного равновесия» в веществе для энергетических переходов $h\nu_{mn}$ в энергообменных реакциях между атомами (молекулами), в результате чего падающее электромагнитное излучение на вещество переизлучается им во внешнее пространство, то есть падающее излучение *оказывает ориентирующее действие* на перенос элементарных порций энергии $h\nu_{mn}$, порождаемых в релаксационных процессах энергообмена между атомами вещества.

Аналогом приведённой картины переноса излучения в веществе (прозрачном для данного излучения) является картина переноса электрического заряда в проводнике под действием электрического поля. Действительно, известно, что в металлах имеются так называемые «свободные электроны», и в отсутствие приложенного к проводнику электрического поля от стороннего источника э.д.с. движение этих «свободных электронов» хаотично, и в целом не создаются условия для переноса заряда, сосредоточенного в этих электронах, и в проводнике не протекает электрический ток в макроскопическом представлении. При приложении к проводнику электрического поля «свободные электроны» начинают упорядоченное движение в проводнике вдоль электрических силовых линий приложенного внешнего поля. Возбуждение такого упорядоченного движения передаётся со скоростью электромагнитной волны в данной среде, хотя сами электроны движутся со сравнительно малыми скоростями, обратно пропорциональными сопротивлению проводника. Вектор переноса электрических зарядов коллинеарен градиенту электрического поля в проводнике, то есть поле оказывает ориентирующее действие на движение «свободных электронов».

Следуя указанной аналогии, «свободным электронам» можно сопоставить «фотоны» с порциями энергии $h\nu_{mn}$, а электрическому полю \mathbf{E}_0 в проводнике – электромагнитное поле с вектором Пойнтинга $\mathbf{G} = (c/4\pi) [\mathbf{E} \times \mathbf{B}]$, содержащим компоненту с частотой ν_{mn} . При этом сопоставлении следует иметь в виду, что в качестве веществ, в которых рассматриваются взаимодействия между частицами этих веществ и внешними полями, используются существенно различные в смысле электрической проводимости среды – металлы и диэлектрики. Различие составляют и скорости переноса: скорость «свободных электронов» в проводнике на много порядков меньше скорости распространения фотонов в среде, если всё же полагать, что в среде распространяются те фотоны, которые составляют внешнее падающее на вещество электромагнитное излучение, а не те фотоны, кото-

рые появляются в результате указанных энергообменных реакций между атомами вещества.

Свойство вещества сохранять состояние «фотонного равновесия», то есть не излучать энергию фотонов $h\nu_{\text{min}}$ за пределы объёма данного вещества, образующихся в результате тепловых релаксационных энергообменных процессов между атомами (молекулами) данного вещества при соблюдении определённых условий термодинамического состояния вещества, в отсутствие внешнего электромагнитного поля, может быть обосновано тем, что в любой термодинамической системе количество атомов, находящихся в невозбуждённых состояниях, существенно меньше количества атомов, находящихся в различных возбуждённых состояниях и которые, следовательно, обладают способностью к излучению фотонов. Нарушение «фотонного равновесия» происходит спонтанно, то есть без воздействия на вещество внешнего электромагнитного поля, при повышении абсолютной температуры вещества в соответствии с законом Вина. Отметим, что такое излучение в веществе во внешнее пространство ещё не связано с инверсией населённостей энергетических уровней (как в активных средах лазеров) и происходит потому, что соотношение между возбуждёнными и невозбуждёнными атомами в веществе в количественном выражении увеличивается, а следовательно, падает вероятность возможного «удержания» образующихся в результате релаксаций фотонов невозбуждёнными атомами вещества.

Наконец, представляет интерес отметить, что действие теплового излучения на вещество как действие, вообще говоря, электромагнитного поля в спектре инфракрасного диапазона волн, по-видимому, адекватно действию любого другого электромагнитного излучения (СВЧ, оптического, рентгеновского и т.д.). Если аналогия уместна, то представляет интерес сравнить действие тепловых полей, составленных из «тепловых фотонов», с действием световых электромагнитных полей из «световых фотонов». Эти поля отличаются частотой колебаний. Рассматривая явление теплопередачи, можно отметить существенную разницу в действии тепловых и световых полей на вещество. Так, тепловое инфракрасное излучение, вызывающее нагревание вещества, связывается со значительной тепловой инерцией в передаче тепла от одной части вещества к другой, хотя скорость распространения инфракрасной электромагнитной волны так же велика, как и для световой волны. При этом тепловой поток распространяется по всем возможным направлениям в веществе от более нагретых его участков к более холодным с определённым градиентом температуры в веществе. Световое поле в непоглощающей прозрачной среде не нагревает последнюю и распространяется прямолинейно согласно условий Снелиуса для направления распространения света в веществе. Правда, в кристаллических веществах типа KRS и других инфракрасное излучение также подчиняется условиям Снелиуса и практически не нагревает этот кристалл, в связи с чем этот кристалл используют в качестве окон в лазерах на CO_2 с ИК-излучением на длине волны 10,6 мкм. Возможно, что тепловая энергия и энергия электромагнитного поля имеют различную физическую природу: если первая характеризуется механическим движением частиц вещества, то вторая связана с перемещением в веществе фотонов. Оба этих вида энергии могут превращаться взаимно друг в друга: так, при нагревании тела оно излучает электромагнитные волны (тепловые, видимые и т.д.) с плотностью излучения, подчиняющейся закону Вина для абсолютно чёрного тела, а при поглощении веществом фотонов оно нагревается (при безызлучательном поглощении), то есть имеют место фонон-фотонные и фотон-фононные взаимодействия поля с веществом.

Обсуждая фотон-фононные взаимодействия, уместно заметить, что к ним можно отнести и проявление так называемого «деполяризационного трения», участвующего в непоглощательных процессах преобразования поляризации фотонов при их взаимодействии с атомами среды. Действительно, рассматривая фотон как «*электродинамический гироскоп*», взаимодействующий с микрочастицами среды (например, с атомами вещества), с массой ротора $m_\phi = h\nu/c^2$, угловой скоростью вращения $2\pi\nu$, вектор которой совпадает с

«гироскопической» осью фотона и составляет некоторый угол $\theta_{\phi 0}$ относительно направления распространения фотона в пространстве, характеризующий исходное поляризационное состояние фотона в концепции Брюллиэна, при учёте распределения массы фотона в его роторе, например, в виде тонкого кольца радиуса r_{ϕ} , как в рассмотренном механическом гироскопе, можно согласно (21) определить момент трения «фотонной гирорамы» при повороте последней с угловой скоростью $\Omega^*(t)$ вокруг оси, составляющий угол α^* с «гироскопической» осью фотона, введя так называемый *коэффициент деполяризации трения* @ как отношения момента трения «гирорамы» при условии отсутствия её поворота относительно вектора гироскопического момента M_g к величине этого момента, то есть в виде

$$@ = |M_{тр}| / |M_g| , \quad (52)$$

Для нахождения этого момента трения $|M_{тр}|$ определим предварительно энергию вращательного движения «электродинамического гироскопа» $W_{вр}$. Согласно закона сохранения энергии имеем

$$h\nu = W_{вр} + m_{\phi}c^2/2 , \quad (53)$$

то есть энергия фотона сосредоточена в его вращательной составляющей и в кинетической энергии поступательного движения. Учитывая массу фотона m_{ϕ} , нетрудно найти энергию вращательного движения фотона

$$W_{вр} = m_{\phi}r_{\phi}\omega^2/2 = h\nu/2 , \quad (54)$$

причём радиус фотона определяется простым соотношением

$$r_{\phi} = \lambda / 2\pi , \quad (55)$$

что согласуется с тем фактом, что спин фотона инвариантен к его частоте ν . Тогда для момента трения получаем выражение

$$|M_{тр}(t)| = @ (h/2\pi) \Omega^*(t) \sin \alpha^* . \quad (56)$$

Полагая, что исходное поляризационное состояние атома, с которым взаимодействует данный фотон, описывается некоторым «брюллиэновским» углом Θ_{a0} , так что описывающие поляризационные состояния фотона и атома векторы $\Pi_{\phi 0}$ и Π_{a0} составляют между собой угол $\varphi_{\Sigma 0} = |\Theta_{\phi 0} - \Theta_{a0}|$, а также исходя из канонической концепции закона сохранения поляризации электромагнитных волн о том, что в процессе взаимодействия фотонов с атомами среды для стационарного режима взаимодействия поляризационные векторы $\Pi_{\phi}(t)$ и $\Pi_a(t)$ при $t \rightarrow \infty$ становятся коллинеарными друг другу, то есть

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \varphi_{\Sigma}(t) = 0$$

для стационарного взаимодействия, а закон стремления к коллинеарности указанных векторов – экспоненциальный, нетрудно найти значение угловой скорости $\Omega^*(t)$ в виде

$$\Omega^*(t) = d\varphi_{\Sigma}(t)/dt = - (\varphi_{\Sigma}/\tau^*) \exp (-t/\tau^*) , \quad (57)$$

$$\text{где} \quad \tau^* = \tau_a \tau_{\phi} / (\tau_a + \tau_{\phi}) . \quad (58)$$

Очевидно, что потери фотоном энергии в однократном акте его взаимодействия с атомом среды ΔW_1 выражаются интегралом

$$\Delta W_1 = @(\hbar/2\pi)[\varphi_\Sigma/\tau^*]^2 \int_0^{\Delta\tau^*} \exp(-2t/\tau^*) dt, \quad (59)$$

Решение (59) имеет вид

$$\Delta W_1 = @(\hbar/4\pi)[\varphi_\Sigma^2/\tau^*]\{1 - \exp[-2\Delta\tau^*/\tau^*]\}, \quad (60)$$

причём $\Delta\tau^*$ - время эффективного взаимодействия фотона с атомом. Полагая, что эффективное взаимодействие для однофотонных процессов определяется эффективным диаметром фотона (при центральном взаимодействии фотона с атомом) $\Delta l_\phi = 2r_\phi = c/\pi n\nu$, время эффективного взаимодействия $\Delta\tau^*$ находится из выражения

$$\Delta\tau^* = n\Delta l_\phi/c = 1/\pi\nu, \quad (61)$$

где n – показатель преломления среды.

Учитывая, что

$$\exp x = 1 + x/1! + x^2/2! + \dots + x^N/n!,$$

где $|x| = 2\Delta\tau^*/\tau^* \ll 1$, выражение (60) с учётом (61) приводится к виду

$$\Delta W_1 \approx @(\hbar/2\pi)[\varphi_\Sigma/\tau^*]^2/\pi\nu. \quad (62)$$

В стохастически возмущённой среде следует полагать, что направления векторов Π_a поляризационного состояния атомов распределены равномерно в пространстве. Поскольку для различных атомов углы φ_Σ распределены в диапазоне $0 \leq |\varphi_\Sigma| \leq \pi$, то средневероятное значение угла $\varphi_{\Sigma\text{ср}} = \pi/2$. Кроме того, рассматривая выражение (58), можно сказать, что значение $\tau_a \sim \tau_b$, то есть определяется собственной шириной линии излучения в атоме (естественная ширина), и для оптического диапазона имеет порядок 10^{-8} сек. С другой стороны, следует предположить $\tau_\phi \ll \tau_a$, поскольку электроны в атомах являются связанными частицами, и для оптических фотонов на несколько порядков имеют большую массу. Поэтому для однофотонных процессов можно принять $\tau^* \sim \tau_\phi$. Постоянная релаксации фотона τ_ϕ определяется через его частоту ν соотношением

$$\tau_\phi = Q_\Pi / \nu, \quad (63)$$

поэтому с учётом высказанных замечаний выражение (62) может быть переписано так:

$$\Delta W_1 \approx h\nu * @ / 8Q_\Pi^2, \quad (64)$$

где Q_Π – так называемая *поляризационная добротность фотона* (для оптического диапазона $Q_\Pi = 10^3 - 10^6$).

При этом относительная величина «красного смещения» для фотона при однократном его взаимодействии с изолированным атомом среды (для средневероятного поляризационного состояния атома) равна

$$\delta\nu_1 = \Delta W_1 / h\nu = @ / 8Q_\Pi^2, \quad (65)$$

Однако в практике никогда не встречается взаимодействие фотона с изолированным атомом среды, поскольку для оптических фотонов и реальных сред всегда имеет место неравенство

$$r_{\phi} = \lambda / 2\pi n \gg z_0 = (A / Nd)^{1/3}. \quad (66)$$

Вводя коэффициент интегральной связи фотона с эффективным объёмом V_{ϕ} с группой атомов среды, каждый из которых занимает объём V_a внутри указанного выше объёма фотона, обозначаемый через p_v , найдём количество атомов среды n_1 , которые оказывают эквивалентно такое же действие на поляризационное состояние фотона, какое оказывает изолированный атом в соответствии с (64). Это число равно

$$n_1 = p_v [2r_{\phi} / z_0 n]^3, \quad (67)$$

где коэффициент p_v может быть найден на основе следующих рассуждений.

При гексогональной упаковке атомных цепей внутри шарового объёма фотона радиуса r_{ϕ} с площадью центрального сечения этого шара S_{ϕ} , представляющего круг радиуса r_{ϕ} фотона, число таких цепей, как понятно, равно

$$n_{\Sigma} = \pi r_{\phi}^2 / 0,865 z_0^2 n^2. \quad (68)$$

При этом центральная атомная цепь имеет длину $2r_{\phi}$, а по мере удаления от центра шара с дискретом z_0 соответствующие длины атомных цепей a_m номера m определяются как

$$a_m = 2r_{\phi} [1 - m^2 z_0^2 / r_{\phi}^2]^{1/2} / n, \quad (69)$$

где

$$m = 0, 1, 2 \dots M = \text{Ent} [r_{\phi} / nz_0]. \quad (70)$$

По аналогии с (68) можно найти количество атомных цепей для любого m -го единичного кольцевого слоя, внутри которого все атомные нити равновелики и равны a_m . Оно равно

$$R_m = \pi(2m - 1) / 0,865 \quad (71)$$

для достаточно больших чисел m .

Кроме того, полагаем, что весовое воздействие фотона на атомные цепи с различными номерами m оказывается подчинённым закону распределения вида

$$\rho_m = (1 - m^2 / M^2)^{1/2}. \quad (72)$$

Тогда значение коэффициента p_v находится в виде равенства

$$p_v = (n / 8r_{\phi} M^2) \sum_{m=0}^M a_m R_m \rho_m. \quad (73)$$

Подставляя в (73) выражения (69), (71) и (72), получим следующее выражение

$$P_v = (0,91 / M^4) [M^2 \sum_{m=1}^M m - \sum_{m=1}^M m^3]. \quad (74)$$

Учитывая, что

$$\sum_{m=1}^M m = M(M + 1) / 2, \quad \sum_{m=1}^M m^3 = [M(M + 1) / 2]^2, \quad (75)$$

выражение (74) при $M \gg 1$ оказывается приблизительно равным

$$p_v = (0,91 / M^4) (M^4 / 4) (1 - 1 / M^2) \approx 0,227. \quad (76)$$

Тогда число атомов n_1 согласно (67) может быть вычислено как

$$n_1 = 0,732 \cdot 10^{-2} (\lambda / n z_0)^3 \quad (77)$$

и может варьировать в некоторых пределах от этого числа в зависимости от вида упаковки атомов в данном веществе. Так, для материалов типа стекла $n = 1,5$, $z_0 = 10^{-7}$, и для излучения гелий-неонового лазера ($\lambda = 0,63$ мкм в вакууме) количество эффективно взаимодействующих атомов n_1 с рассматриваемым изолированным фотоном согласно (77) будет равно $n_1 = 0,732 \cdot 10^{-2} \cdot (0,63 \cdot 10^{-4} / 1,5 \cdot 10^{-7})^3 = 5,4 \cdot 10^5$ атомов.

Если полагать поляризационное состояние атомов среды стохастически распределённым (в смысле ориентации поляризационных векторов \mathbf{P}_a каждого из атомов) и закон распределения равновероятным, то нетрудно понять, что интегральная поляризация среды в объёме, занимаемом одним фотоном, практически отсутствует, поскольку число охватываемых фотоном атомов n_1 достаточно велико (сотни тысяч). Поводом к суждению о стохастичности поляризационного состояния атомов среды с ненулевой температурой T является выдвинутое выше предположение о том, что в среде происходит внутреннее излучение и поглощение порций энергии (квантов) $h\nu_{mn}$ с инерционностью, увеличивающейся с увеличением абсолютной температуры T среды, например, по закону распределения Больцмана (50). Эти спонтанные процессы излучения и поглощения приводят к деполяризации атомов среды. Следовательно, реакция фотона на группу атомов n_1 такова, как если бы имело место взаимодействие фотона с изолированным атомом, вектор поляризации которого $\mathbf{P}_{a\Sigma}$ составлял бы угол $\varphi_{\Sigma}^* = 0$ (средневероятное интегральное значение для интервала углов $-\pi/2 \leq \varphi_{\Sigma} \leq \pi/2$) к вектору поляризационного состояния фотона \mathbf{P}_{Φ} . Поэтому при прохождении поляризованного излучения через такую среду изменения характера поляризации фотонов *не обнаруживается*.

В том случае, когда среда обладает чрезвычайно низкой плотностью, так что $z_0^* > \lambda / n$, тогда можно считать, что имеют место процессы взаимодействия фотонов с изолированными атомами среды, и тогда «красное смещение» фотона, прошедшего через такую разреженную среду с протяжённостью L , будет определено как

$$\delta\nu_{\Sigma 0}^* = L \delta\nu_1 / z_0^* = @ L / 8z_0^* Q_n^2. \quad (78)$$

Оценивая коэффициент деполяризационного трения $@$ как отношение постоянных релаксаций фотона и атома $@ = \chi \tau_{\Phi} / \tau_a = 0,01 \chi$, а также полагая $L = 1$ м, $z_0 = 1$ мкм и $Q_n = 10^5$, получим абсолютную величину «красного смещения» для фотонов, составляющих волновой фронт светового перепада (так называемый «первый слой» фотонов в волновом поле, нормальный к волновому вектору для плоской волны), равную

$$\Delta\nu_{\Sigma 0} = \delta\nu_{\Sigma 0}^* \cdot \nu = 5,94 \cdot 10^7 \chi, \text{ где } \chi = \text{const}, \quad (79)$$

для излучений гелий-неонового лазера ($\nu = 4,75 \cdot 10^{14}$ Гц).

Указанные межмолекулярные расстояния имеют, например, газы, находящиеся под давлением около 2,5 мм ртутного столба при температуре 20^0 С. В естественных условиях (во Вселенной) «красное смещение» может быть объяснено взаимодействием потока фотонов с заданным значением поляризации (которое может, вообще говоря, изменяться) с поляризационно-турбулирующей средой весьма малой плотности (например, взаимодействием фотонов с межзвёздными атомами водорода). Действительно, для поляризационно-нетурбулирующей среды, которую можно иметь в лабораторных условиях, например, кюветы с разреженным газом, «красное смещение» можно обнаружить лишь в исчезающе короткие промежутки времени, соизмеримые с временем поляризации атомов среды под действием поляризованного потока фотонов (лазерного излучения). Указанная в (78) величина «красного смещения» экспоненциально уменьшается во времени по мере распро-

странения в среде одинаково поляризованных фотонов, что находится в полном согласии с (27) – (34). То есть второй, третий и последующие «слои» фотонного потока на выходе такой среды будут иметь всё меньшее и меньшее «красное смещение» по мере увеличивающейся степени поляризации атомов среды под действием одинаково поляризованных фотонов, проходящих через среду. Постоянная времени $\tau_{\text{кк}}^*$ экспоненциального процесса уменьшения величины «красного смещения»

$$\Delta v_{\text{см}\Sigma}^*(t) = \Delta v_{\text{см}\Sigma 0}^* \exp [- t / \tau_{\text{кк}}^*] \quad (80)$$

(где звёздочками обозначены величины, соответствующие взаимодействию фотонов с изолированными атомами или молекулами среды типа разреженных газов) определяется плотностью потока фотонов, то есть вектором Пойнтинга $|\mathbf{G}|$, а также абсолютной температурой T среды, определяющей скорость спонтанной деполяризации атомных (молекулярных) состояний среды. Действительно, увеличение плотности потока фотонов увеличивает скорость поляризации атомов среды, а увеличение абсолютной температуры среды приводит к деполяризации атомных состояний, то есть снижает скорость поляризации атомов среды до поляризационного состояния фотонов.

Из распределения Больцмана (50) следует, что для атомной цепи длиной L , то есть состоящей из n_L атомов, количество атомов Δn_L , которые находятся в состоянии спонтанных переходов, и следовательно, деполяризованы, определяется как

$$\Delta n_L = n_L \exp [- (E_m - E_n) / kT] / \{1 + \exp [- (E_m - E_n) / kT]\} . \quad (81)$$

При этом для оптических фотонов выражение (81) может быть переписано в форме

$$\Delta n_L = (L / z_0^*) \exp [- hv / kT]. \quad (82)$$

Скорость спонтанных переходов равна для атомной цепи среды

$$v_{\text{сп}} = \Delta n_L / \tau_a = (L / z_0^* \tau_a) \exp [- hv / kT]. \quad (83)$$

Скорость поступления фотонов в атомную цепь равна

$$v_{\text{фа}} = c / z^* = c^{2/3} (|\mathbf{G}| / hv)^{1/3} \quad (84)$$

При этом соотношение указанных скоростей – есть мера динамического равновесия D_p поляризационного статуса атомных состояний среды

$$D_p = v_{\text{фа}} / v_{\text{сп}} = c^{2/3} (|\mathbf{G}| / hv)^{1/3} (\tau_a z_0^* / L) \exp [hv / kT] . \quad (85)$$

Для излучений гелий-неонового лазера ЛГ-36 с плотностью потока мощности $|\mathbf{G}| = 1,43 \text{ Вт/см}^2$ в разреженной среде описанного выше типа протяжённостью 1 м с абсолютной температурой $T = 300^0 \text{ К}$ коэффициент $D_p = 0,16 \exp 76$. Это означает, что влиянием спонтанной деполяризации атомов в условиях сравнительно низких температур среды на оптических частотах электромагнитного поля можно полностью пренебречь.

Постоянная времени $\tau_{\text{кк}}^*$ для разреженной среды в зависимости от вектора Пойнтинга электромагнитного излучения может быть найдена из выражения

$$\tau_{\text{кк}}^* = \tau_a [(D_p + 1)/D_p] (v / p_v^*) [hv n^2 / c^2 |\mathbf{G}|]^{1/3} , \quad (86)$$

где $p_v^* \approx (\lambda / n z_0^*)^2$ – вероятность «захвата» фотоном атома. Для рассматриваемого примера при $z^* = 1,87 \cdot 10^{-3} \text{ см}$, длине волны лазера ЛГ-36 $\lambda = 0,63 \text{ мкм}$ и $z_0^* = 1 \text{ мкм}$ для

постоянной времени $\tau_{\text{кк}}^* = 47 \tau_a = 0,5$ мксек. В течение этого времени согласно (80) величина «красного смещения» в потоке фотонов на выходе среды уменьшится в $e = 2,73$ раз.

Таким образом, воздействие на разреженную среду со стохастическим распределением поляризационных состояний атомов по равновероятному закону потока поляризованных одинаково фотонов приводит к весьма кратковременному «красному смещению» первой группы фотонов в соответствии с (80) и (86), в результате чего среда поляризуется полем фотонов, и в последующем никакого «красного смещения» более не наблюдается. Это обстоятельство значительно осложняет практическое наблюдение «красного смещения», поскольку при этом необходимо оперировать дельта-переходами световых потоков, наличие которых уширяет спектр светового электромагнитного колебания обратно пропорционально длительности фронта нарастания светового потока в таком перепаде. При этом весьма сложно разделить собственно «красное смещение» и уширение спектра светового сигнала при формировании светового импульса, особенно когда наибольшее значение «красного смещения» оказывается существенно меньше полосу частот, занимаемой спектром светового импульса.

Несколько лучшие результаты для практического наблюдения «красного смещения» могут быть получены при использовании для зондирования среды световых импульсов с чередующейся поляризацией, при которой $\Phi_{\Sigma} = \pi$, то есть импульсов, чётные номера которых в образующейся последовательности имеют, например, круговую поляризацию по правому кругу, а нечётные – круговую поляризацию по левому кругу. При этом, как нетрудно убедиться из (59), наибольшая величина «красного смещения» ($t = 0$) оказывается вчетверо большей той величины, которая может быть рассчитана согласно (65).

Поскольку импульсы «красного смещения» являются экспоненциально-частотно-модулированными согласно (80), обработка таких сигналов-откликов может быть осуществлена корреляционными методами, например, в оптических корреляторах. В частности, некоторые из таких оптических корреляционных устройств предложены автором в ряде работ, и в данной заявке в силу сложности и громоздкости математического описания их работы мы не будем касаться этого вопроса как выходящего за рамки данных исследований. Отметим лишь, что одним из элементов таких оптических корреляторов является *оптический транспарант* (пространственный статический модулятор плоской когерентной волны одночастотного лазера), согласованный с пространственным откликом ожидаемого сигнала, однако поскольку значение постоянной χ в выражении (79) в общем случае неизвестно, синтез транспаранта проводится на основе проб и прогнозов с использованием методов последовательного приближения, что сопряжено с известными трудностями. Вместо оптического транспаранта на основе амплитудной, фазовой или амплитудно-фазовой маски с постоянными параметрами во времени, можно рекомендовать использование динамического транспаранта, также разработанного автором и описанного в ряде его работ, в частности, с использованием акусто-оптических рециркуляторов, связанных с исследуемыми сигналами, в которых исследуемые сигналы синфазно накапливаются при подборе времени рециркуляции с учётом периода следования импульсов света. Это позволяет создавать самонастраивающиеся (адаптивные) оптические корреляторы для оптимальной обработки априорно неизвестных сигналов периодической (известной) структуры. Дальнейшее развитие оптимальной обработки детерминированных сигналов стало возможным также благодаря более поздним работам автора на основе использования дисперсионных линий задержки на поверхностных акустических волнах и линиях задержки с длительным взаимодействием.

Подбирая плотность потока лазерного излучения и длину кюветы с разреженным газом, давление которого можно также изменять для нивелировки работы прибора, как показывают прикидочные оценки, можно получить достаточно длинные импульсные отклики «красного смещения» - порядка 100 мкс, что согласуется с возможностями обработки в оптических корреляторах, посредством снижения плотности светового потока, как следует из (86). Априорные перепады значений «красного смещения» на гра-

ницах таких импульсов во времени могут находиться в пределах от 30 до 10 МГц, при этом такие сигналы обладают сложной высокочастотной структурой, база которых B как произведение длительности откликов τ_n на ширину их спектра $\Delta f = f_{\max} - f_{\min}$ (где f_{\max} и f_{\min} – соответственно максимальная и минимальная граничные частоты спектра сигналов)

$$B = \tau_n * \Delta f = 10^{-4} \cdot 2.10^7 = 2.10^3 \quad (87)$$

является весьма большой и допускающей эффективную оптимальную обработку таких сигналов методом «сжатия» в B раз с соответствующим выигрышем в отношении сигнал/шум на выходе порогового устройства, применяемого в корреляторе, в $(B)^{1/2}$ раз.

В тех случаях, когда величина «красного смещения» составляет сотни мегагерц, и согласование таких сложных сигналов с акусто-оптическими транспарантами представляет техническую сложность, следует применять транспонирование сигналов в более низкочастотный диапазон гетеродинированием с частотой гетеродинирования $f_r(t)$

$$f_r(t) = f_{пч} - (f_{пч} / 2)[(e + 1)/(e - 1)] + \{\Delta v_{см\Sigma 0}^* + \Delta f_{пч}[e/(e - 1)]\} \exp(-t/\tau_n), \quad (88)$$

где $f_{пч}$ – центральная частота возбуждающего световые модуляторы оптического коррелятора радиосигнала, $\Delta f_{пч}$ – полоса пропускания усилительного тракта (промежуточной частоты), которая для акусто-оптических корреляторов может достигать до половины $f_{пч}$. При этом величина базы преобразованного сигнала сохраняется ($B = \tau_n * \Delta f_{пч}$). Частота сигнала на выходе усилителей промежуточной частоты при таком гетеродинировании будет изменяться по закону:

$$f_c(t) = f_{пч} + [e / (e - 1)] \Delta f_{пч} \{\exp(-t/\tau_n) - [(e + 1) / 2e]\} \quad (89)$$

в пределах полной полосы пропускания указанных модуляторов $\Delta f_{пч}$.

При этом в процессе асинхронного гетеродинирования в гомодинных фотоэлектрических преобразователях оптического коррелятора осуществляется частотная «свёртка» спектра информационного сигнала, и дальнейшая акусто-оптическая обработка этого сигнала позволяет выделить огибающую корреляционной функции, представляющую отклик системы на «красное смещение» в процессах деполяризации пробной среды. Опуская подробности процесса «свёртки», отметим лишь, что фотоэлектронный отклик системы содержит компоненту с частотой промежуточных колебаний $f_{пч}$, соответствующую огибающей корреляционной функции в виде сжатого во времени импульса с длительностью

$$\tau_{сж} = \tau_n / B = 1 / \Delta f_{пч}. \quad (90)$$

Эта составляющая отфильтровывается усилителем промежуточной частоты и детектируется, после чего подвергается пороговому ограничению по максимуму. При правильном подборе параметров оптического коррелятора и, в частности, экспоненциальности изменения частоты гетеродинирования согласно (88) и его начальной настройки, учитывающей ожидаемое значение величины начального «красного смещения» $\Delta v_{см\Sigma 0}^*$, уровень квазиоптимально сжатого импульсного отклика будет превышать уровень введённого в пороговую схему ограничения уровень, после чего сигнал будет поступать на регистрирующее устройство, например, осциллограф или счётно-решающий блок принятия решений о наличии отклика коррелятора на «красно смещённую» составляющую фотонного поля, взаимодействующего с пробной средой.

Рассмотренная схема лабораторного обнаружения «красного смещения» фотонов при их нестационарном взаимодействии с разреженным газом может быть видоизменена при замене бинарно-фазового характера поляризации излучения на гармоническое, при котором «брюллизновский» угол поляризации фотонов Θ_ϕ изменяется во времени и вдоль

координаты распространения волны по закону

$$\Theta_{\phi}(t, z) = m^*(z) (\pi/2) \cos (\Omega t - k_p z - \Psi), \quad (91)$$

где $0 \leq m^*(z) \leq 1$ – глубина поляризационной модуляции светового излучения в среде, Ω – круговая частота модулирующих поляризацию света колебаний, $k_p = 2\pi n F/c$ – волновое число для модулирующих колебаний F , перенесённых на поляризацию световой волны в среде с показателем преломления n . Априорное указание на изменяющийся характер глубины модуляции $m^*(z)$ в функции координаты z распространения вытекает из смысла выражений (35) – (39). В частности, поляризационно-модулированная волна по мере своего распространения в пробной среде через механизм *деполяризационного трения* уменьшает глубину поляризационной модуляции и притом тем в большей степени, чем выше частота модулирующих колебаний F .

Отмеченное обстоятельство интересно, поскольку проливает свет на другой возможный механизм «красного смещения» спектров излучения при нестационарном взаимодействии последнего со средой, обладающей *турбулирующей анизотропией*.

Действительно, снижение глубины модуляции по мере распространения поляризационно-модулированной световой волны **в изотропной однородной среде** в большей мере для более высоких модулирующих частот, чем для более низких, приводит в случае модуляции волны света сигналом со сложным спектром к перегруппировке огибающей такого спектра на выходе среды. В частности, если исходный спектр модулирующего сигнала был симметричным относительно центральной его частоты, то вследствие снижения глубины модуляции в области высокочастотных составляющих спектра модулирующего сигнала по сравнению с низкочастотными составляющими этого спектра спектр на выходе среды будет деформирован: в области низкочастотных составляющих спектральная плотность будет выше, чем для высокочастотных составляющих. При этом картина будет такова, как если бы сместилась в «красную сторону» по спектру частот частота несущих колебаний (центральная частота спектра) волнового пакета.

Действие турбулирующей анизотропной среды на немодулированный по поляризации световой поток, непрерывный во времени и с постоянной амплитудой, а также с заданной величиной спектра излучения, будет адекватным рассмотренному взаимодействию поляризационно-модулированной волны сигналом с заданной величиной спектра с изотропной однородной поляризационно-нетурбулирующей средой. Адекватность сопоставляемых условий взаимодействия, в частности, возможно, объясняет наблюдаемое природное «красное смещение» излучений далёких звёзд, поскольку любое излучение имеет конечную спектральную ширину, а в тракте его распространения создаются условия, отвечающие критерию турбулирующей анизотропии среды (*стохастически нестационарной анизотропии*). При этом оказывается справедливой гипотеза о так называемом «старении» фотонов при их распространении в межгалактическом пространстве.

Интересно также отметить, что распространение электромагнитных колебаний с немодулированной поляризацией в высокотемпературной плазме низкой концентрации также связано с возникновением «красного смещения», что может быть объяснено существенным увеличением скорости спонтанных переходов в такой среде согласно (83). Можно ожидать, что коэффициент динамического равновесия D_p , вычисляемый согласно (85), при достаточно больших протяжённостях высокотемпературной разреженной среды в космических условиях даже при больших плотностях потока электромагнитной энергии (например, в спектре жёстких гамма-квантов), может оказаться существенно меньше единицы. При этом скорость поляризационного упорядочения атомных состояний такой среды оказывается ниже скорости «наведения хаоса» в поляризационное состояние атомов среды под действием тепловой радиации, и таким квантам электромагнитного поля приходится постоянно затрачивать свою энергию на указанное упорядочение поляризационного

статуса атомов среды, хотя и не достигают такового, При этом имеет место так называемое *стационарное* «красное смещение» электромагнитного излучения, которое мы, возможно, ошибочно принимаем как следствие доплеровского смещения частоты в системе «разбегающихся галактик», при котором смещение тем больше, чем дальше находится во Вселенной излучатель такого фотонного поля. Следует отметить, что в оптических квантовых генераторах на углекислом газе большой мощности должно возникать «красное смещение» в газовых трубках значительной протяжённости, но оно не поддаётся опытному обнаружению в связи с его малостью по сравнению с шириной спектра излучения и лишь слегка может деформировать симметрию спектральной плотности относительно центральной линии излучения на частоте ν_0 .

Выше были рассмотрены взаимодействия, при которых с атомом среды одновременно взаимодействует лишь один фотон электромагнитного поля. Это обеспечивается при соблюдении ранее приводимого условия $z_0^* > \lambda / n$, где z_0^* - расстояние между смежными атомами среды, λ – длина волны электромагнитного излучения в вакууме, n -- показатель преломления среды для рассматриваемого излучения. Увеличение плотности потока фотонов может привести к тому, что в области дислокации атома среды будут одновременно находиться два и более фотонов, что задаётся условием

$$z^* / n < z_0^* . \quad (92)$$

Для лазера на рубине $z^* = \lambda$ достигается уже при мощности излучения 16,7 кВт в вакууме и 37,6 кВт в материалах типа стёкол при диаметре луча 9 мм. Для гелий-неонового лазера с выходной мощностью 0,1 Вт добиться того же можно при концентрации луча в пятно диаметром 58 мкм в вакууме и 38,6 мкм в материалах типа стёкол. В общем случае соблюдение равенства $z^* = \lambda$ имеет место, если вектор Пойнтинга равен

$$|G| = (h\nu / c^2) n^2 \nu^3 . \quad (93)$$

В частности, если $z^* = \lambda = n z_0^*$, то $\tau_{kc}^* = \tau_a$, а при соблюдении условия (92) импульсы-отклики «красного смещения» испытывают тенденцию к существенному сокращению по длительности (менее величины τ_a). При этом регистрация «красного смещения» значительно осложняется, поскольку спектр столь коротких импульсов в силу соотношения неопределённостей оказывается более широким, чем подлежащая регистрации величина «красного смещения», и последнее можно лишь предсказать по деформации спектральной линии излучения (кривой распределения плотности спектра) – несимметрией её относительно центральной частоты ν_0 .

Однако для излучений, характеризующихся высокой плотностью мощности, например, при использовании ОКГ на стекле с неодимом, работающих в режиме модулированной добротности или в режиме синхронизации мод, возможен косвенный метод оценки количественных проявлений «красного смещения» на основе измерения вторичного излучения, создаваемого самой средой, поляризационное состояние которой ударно возмущено фотонным полем высокой плотности.

Действительно, изменение характера поляризации фотонов и атомов среды в соответствии с рассматриваемой закономерностью сохранения поляризации ЭМВ и следствием из этой закономерности, состоящем в стремлении поляризационных векторов фотонов Π_ϕ и атомов среды Π_a занять коллинеарное пространственное положение друг по отношению к другу, приводит к уменьшению энергии электромагнитного поля проходящей беспоглощательно в среде волны, то есть к «красному смещению» группы фотонов. По закону сохранения энергии это уменьшение энергии фотонов создаёт предпосылки для соответствующего преобразования энергии, возникающего в среде.

Поскольку в стационарном режиме энергия ротации электронов в атомах, взаимодействующих с фотонами, инвариантна к поляризационному состоянию атомов, то освободившаяся в результате «красного смещения» часть энергии этой группы фотонов должна либо поглотиться атомами среды (например, превратиться в тепловые фононы), либо переизлучиться в форме электромагнитного поля иного спектра. Последнее – суть вторичные электромагнитные волны, экспериментально полученные в опыте, описанном выше в подразделе «Экспериментальные доказательства», **наличие которых доказывает** в принятой концепции, обсуждаемой в данном подразделе «Теоретические доказательства», обнаруженную закономерность.

Рассмотрим беспоглощательные процессы «красного смещения», то есть процессы, связанные с переизлучением средой вторичных ЭМВ. Будем при этом полагать, что линии излучения фотонного поля с центральной частотой ν_0 имеют конечную ширину $2\Delta\nu$, а образующиеся «красно смещённые» фотоны обозначим по частоте как ν_i . В предположении квантованности электромагнитного поля (для удобства описания) по энергии логично будет считать, что образующиеся также фотоны вторичной ЭМВ частоты F_j не находятся в целочисленных отношениях с величинами «красного смещения» $\Delta\nu_i$ для i -ой группы фотонов, синтезирующих вторичный фотон частоты F_j . Иначе говоря, закон сохранения энергии для группы фотонов, образующих j -ый вторичный фотон, может иметь вид

$$m_j h \nu_{0j} = \sum_{i=1}^{m_j} h \nu_{ij} + \sum_{i=1}^{m_j} h \Delta\nu_{ij} = \sum_{i=1}^{m_j} h \nu_{ij} + h F_j, \quad (94)$$

где m_j – количество фотонов падающего на среду излучения от источника фотонного поля, участвующих в образовании одного вторичного фотона на частоте F_j .

Если спектр линии излучения фотонного поля задан, то в линейной системе преобразование спектра не осуществляется, и следовательно, спектр вторичного излучения должен быть адекватен спектру линии излучения фотонного поля. Поэтому можно проквантовать исходный спектр излучения на дискретных спектральных интервалах, для каждого из которых можно записать следующие равенства:

$$\begin{aligned} m_1 h \nu_{01} &= h \left[\sum_{i=1}^{m_1} \nu_{i1} + \sum_{i=1}^{m_1} \Delta\nu_{i1} \right], \\ m_2 h \nu_{02} &= h \left[\sum_{i=1}^{m_2} \nu_{i2} + \sum_{i=1}^{m_2} \Delta\nu_{i2} \right], \\ &\dots\dots\dots \\ m_j h \nu_{0j} &= h \left[\sum_{i=1}^{m_j} \nu_{ij} + \sum_{i=1}^{m_j} \Delta\nu_{ij} \right], \\ &\dots\dots\dots \\ M_k h \nu_{0k} &= h \left[\sum_{i=1}^{m_k} \nu_{ik} + \sum_{i=1}^{m_k} \Delta\nu_{ik} \right]. \end{aligned} \quad (95)$$

Система (95) может быть переписана в более удобной форме

$$\sum_{j=1}^k m_j h \nu_{0j} = \sum_{j=1}^k \sum_{i=1}^{m_j} h \nu_{ij} + \sum_{j=1}^k h F_j. \quad (96)$$

Однако поскольку исходные (первичные) электромагнитные колебания имеют непрерывный спектр, то, вместо сумм, следует взять интегралы, а распределение чисел фотонов m_j заменить на распределение $\rho(\nu)$ фотонов по спектру согласно соотношению

$$\sum_{j=1}^K m_j = \int \rho(\nu) d\nu. \quad (97)$$

$$j = 1 \quad (2\Delta f)$$

Тогда для закона сохранения энергии в процессе взаимодействия фотонов со средой, учитывающего также и фотон-фононные взаимодействия, можно записать приблизительное равенство

$$\int_{(2\Delta f)} h\nu_0 \rho(\nu) d\nu \approx \int_{(2\Delta f)} h\nu \rho(\nu) d\nu + \int_{(2\Delta f)} h (F / K_s) \rho(f) df + Q, \quad (98)$$

где $2\Delta\nu = 2\Delta f$ – в силу линейности операции спектрального преобразования. Знак приблизительного равенства в (98) установлен потому, что спектральные распределения исходной ЭМВ и «красно смещённой» волны, вообще говоря, не идентичны, хотя отличаются незначительно (по огибающей энергетического спектра).

Проводя операцию дифференцирования над (98), получим

$$\Delta\nu_{\text{см}} = \nu_0 - \nu = (F / K_s) + [1 / h\rho(\nu)] * dQ/d\nu, \quad (99)$$

где $\Delta\nu_{\text{см}}$ – «красное смещение» для элементарного акта взаимодействия фотона с атомом среды для спектрального интервала $d\nu$ поля фотонов с ординатой распределения $\rho(\nu)$, K_s – некоторый постоянный коэффициент (коэффициент кратности) преобразования, зависящий от сортности вторичного фотона частоты F и параметров среды, Q – полученная средой тепловая энергия (или энтальпия системы).

Поскольку $\rho(\nu)d\nu = d\mathbf{m}$ – дифференциал числа фотонов, реконструирующих через механизм «красного смещения» вторичный фотон, а также учитывая, что

$$h\nu / kT = a > 0, \quad (100)$$

где k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура среды по шкале Кельвина, a – некоторая постоянная, а, кроме того, имея в виду, что энтропия системы равна

$$dS_{\text{энтр.}} = dQ / T, \quad (101)$$

а дифференциал числа «красно смещённых» фотонов $d\mathbf{m}$ может быть выражен во времени в виде

$$d\mathbf{m} = c dt / z^*, \quad (102)$$

для значения *производной энтропии по времени* получим важное выражение:

$$dS_{\text{энтр.}} / dt = (c/\nu) (a k / z^*) [\Delta\nu_{\text{см}} - F / K_s]. \quad (103)$$

В соответствии с существующими физическими представлениями энтропия системы может только возрастать, либо оставаться неизменной для установившегося термодинамического равновесия. Поскольку множитель перед квадратными скобками в (103) есть существенно положительное число, то изменение энтропии системы по времени $dS_{\text{энтр.}}/dt > 0$ будет иметь место, если $\Delta\nu_{\text{см}} > F / K_s$.

В частном случае, когда $\Delta\nu_{\text{см}} = F/K_s$, в системе наступает динамическое равновесие $\delta S_{\text{энтр.}} = 0$. Так, в отсутствии «красного смещения» не возникает и вторичного излучения в среде. Равновесное состояние можно трактовать также и как преобразование энергии «красно смещённых» фотонов во вторичные волны без увеличения энтальпии системы.

Возвращаясь к вопросу о взаимодействии фотонов, имеющих одинаковую поляризацию, с атомоплотной средой $z_0 \ll \lambda / n$, атомы которой обладают стохастически распределённой поляризацией Π_a по равновероятному закону (обусловленной спонтанными переходами), напомним, что распространяющийся в такой среде фотон не изменяет характера своей поляризации, и следовательно, не испытывает «красного смещения» в такой среде ($\Delta\nu_{\text{см}} = 0$). Однако наблюдения высокоинтенсивных световых потоков с веще-

ством показывают, что атомы вещества при этом поляризуются (**dc** – эффект, обратный эффект Фарадея и т.д.), то есть поляризационно взаимодействуют с фотонами. Однако такие взаимодействия не изменяют энергию самих фотонов: «красного смещения» в стационарном световом потоке, проходящем через среду, не наблюдается. Это обстоятельство представляет своего рода «парадокс»: на осуществление поворота вектора поляризационного состояния атома \mathbf{P}_a на некоторый угол $\varphi_\Sigma = |\Theta_a - \Theta_\Phi| > 0$, как отмечалось ранее, затрачивается определённая работа, и при этом последняя не снижает энергию фотона согласно (59). Действительно, поляризационный вектор фотона \mathbf{P}_Φ при таком взаимодействии не изменяет своего поляризационного состояния, поскольку поляризационные векторы группы атомов, одновременно взаимодействующих с данным фотоном (их число согласно (77) равно n_1 и достаточно велико), равновероятно ориентированы в пространстве телесного угла 4π стерадиан, и следовательно, не определяют какого-либо преимущественного направления поворота поляризационного вектора фотона \mathbf{P}_Φ . Можно лишь фиктивно предположить n_1 - кратный поворот вектора \mathbf{P}_Φ в направлениях к последовательным векторам $\mathbf{P}_{a1}, \mathbf{P}_{a2}, \dots, \mathbf{P}_{an1}$ всех атомов, взаимодействующих с данным фотоном. При этом ясно, что для каждого из таких элементарных фиктивных «поворотов» поляризационного вектора фотона соотносится соответствующий «поворот» поляризационного вектора для каждого из данной группы атомов. Эти рассуждения можно распространить на все n_1 атомов группы. В результате можно объяснить повороты поляризационных векторов \mathbf{P}_a для каждого из n_1 атомов группы в направлениях, которые отвечают выстраиванию этих векторов \mathbf{P}_{aj} ($j = 1, 2, 3, \dots, n_1$) коллинеарно вектору \mathbf{P}_Φ фотона. При этом последний не меняет своего пространственного положения. Таким образом, присутствие в среде поляризованного фотонного поля оказывает поляризационно самоориентирующееся действие на атомы этой среды без затраты энергии фотонов. Механизм самоориентации поляризационных векторов \mathbf{P}_a атомов среды в присутствии поляризованного излучения, связанного со средой, в известной мере противоречит принципу возрастания энтропии, указанному в (103), которое более наглядно может быть записано после умножения и деления его правой части на постоянную Планка h в следующей форме

$$dS_{\text{энтр.}} / dt = R(|G|) (W_{\text{кк}} - W_{\text{втор}}) / p_\Phi, \quad (104)$$

где $R(|G|) = a k / z^* > 0$ - некоторая постоянная, зависящая от плотности потока энергии электромагнитной волны в среде, $W_{\text{кк}} = h \Delta\nu_{\text{см}}$ - энергия, выделяющаяся при «красном смещении», $W_{\text{втор}} = h F / K_s$ - энергия вторичной волны (определённой её порции), $p_\Phi = h\nu / c$ - импульс фотона, взаимодействующего со средой.

Из выражения (104) видно, что в данном случае $W_{\text{втор}} = 0$, так как «красного смещения» не происходит, однако переориентация поляризационных состояний атомов в среде всё же осуществляется (при фиктивном энергетическом действии фотонного поля!), на переориентацию векторов \mathbf{P}_a затрачивается определённая работа, которая не черпается, однако, из фотонного поля, и следовательно, черпается из самой среды. Однако, как указывалось ранее, энергия ротационного движения электронов в атомах инвариантна к поляризационному состоянию последних, и следовательно, затраченная системой (самой средой!) энергия на переориентацию (самоориентацию) поляризационных векторов атомов должна переизлучаться в форме вторичных волн, то есть при этом $W_{\text{втор}} > 0$, которые, в принципе, не обязательно могут излучаться во внешнее пространство, а могут, например, диссипировать в тепловую энергию той же самой системы. Однако тот факт, что в выражении (104) в этом случае правая часть становится отрицательной, говорит об уменьшении энтропии в системе преобразования. Если бы даже не согласиться с возможностью уменьшения энтропии, то затраченная средой энергия в актах поляризационной переориентации атомных состояний и безизлучательно вернувшаяся обратно в среду энергия вторичного излучения характеризует процесс преобразования энергии с коэффициентом полезного действия, равным единице, что на основании второго начала термодинамики

исключается для макросистем при ненулевых абсолютных температурах эквивалентного «холодильника теплового двигателя». Так или иначе, но следует констатировать, что термодинамика микросистем отличается по характеру проявлений от термодинамики макросистем, и на примере рассматриваемого типа взаимодействия с этим нельзя не согласиться.

Возможность опытного измерения «красного смещения» рассмотрена в последних работах автора [3, 4].

В том случае, когда тем или иным образом в среде установилось состояние с преимущественной поляризационной ориентацией векторов \mathbf{P}_a атомов, а сама среда удовлетворяет неравенству $z_0 \ll \lambda / n$, изменение поляризационного состояния фотонного поля во времени уже приводит к возникновению в среде процессов индуцированной пространственной переориентации векторов \mathbf{P}_a в направлениях, отвечающих условию коллинеарности \mathbf{P}_{aj} с \mathbf{P}_ϕ (которое до конца не выполняется в элементарных актах вследствие неравенства $\Delta\tau^* \ll \tau_a$), и следовательно, к обратному процессу – вынужденной дезориентации вектора \mathbf{P}_ϕ фотона, то есть его повороту в направлении преимущественной поляризации атомных состояний группы n_1 атомов на некоторое значение угла, отличное от нуля. Последнее при этом как раз и определяет условие возникновения «красного смещения» для такого поляризационно дезориентированного фотона.

Таким образом, динамика развития явления «красного смещения» электромагнитного излучения в атомплотной среде ($z_0 \ll \lambda / n$) состоит в предварительной преимущественной поляризации среды под действием излучения за счёт внутренней энергии среды (и при этом «красного смещения» не происходит) и последующем взаимодействии частично (или полностью) поляризованной среды с фотонным полем, **изменяющим** во времени характер своей поляризации. Вне указанного изменения поляризации фотонного поля во времени «красного смещения» также не происходит, так как в процессе предварительной поляризации среды поляризационные векторы \mathbf{P}_{aj} выстраиваются коллинеарно вектору \mathbf{P}_ϕ , и следовательно, $\Delta\phi_{\Sigma j} = 0$.

Таким образом, в изотропных однородных средах типа стёкол не возникает «красного смещения» в выходном световом потоке, сформированном в виде δ -перепада (нестационарного по плотности потока мощности в виде функции включения с высокой крутизной фронта), если исходное излучение **не изменяет во времени** характера своей поляризации. При этом наблюдающееся в сильных световых полях с круговой поляризацией намагничивание диамагнитных прозрачных материалов типа стёкол (обратный эффект Фарадея) или униполяризация диэлектриков в сильных световых полях с линейной поляризацией (**dc** – эффект) в рамках обсуждаемой гипотезы, то есть без явления «красного смещения», может быть объяснено на основании процессов самоориентации поляризационных векторов атомных состояний, которые совершаются с затратой внутренней энергии среды. Интересно отметить, что процессы униполярного намагничивания или униполяризации среды как макропроцессы, изменяющиеся во времени (поскольку исходное световое воздействие принято также стационарным), сопровождаются в соответствии с положениями, сформулированными Максвеллом, излучениями во внешнее пространство вторичной ЭМВ, спектр которой (в смысле частотной его ширины и формы огибающей) адекватен спектру возбуждающего фотонного поля в среде. Указанное явление возбуждения вторичной ЭМВ в среде в отсутствии «красного смещения» в возбуждающем фотонном поле свидетельствует об *уменьшении энтропии* для рассматриваемой системы. Действительно, если полагать, что среда является идеально прозрачной для электромагнитных излучений (фотонов данной частоты), то никаких энергетических потерь светового потока в среде не происходит. Однако это не нарушает свойств намагничивания или униполяризации среды в сильных фотонных полях, сформированных в виде δ -перепадов. Последнее приводит к излучению средой вторичных электромагнитных волн в соответствии с концепцией Максвелла о возбуждении электромагнитного поля при наличии

переменных (нестационарных в данном случае) электрических или магнитных полей. При этом остаётся также предположить, что за возникновение потоков энергии в форме вторичных электромагнитных волн ответственны процессы диссипации внутренней энергии среды, фиктивно энергетически возмущённой действием (неэнергетическим !) фотонного поля.

От рассмотренной картины возбуждения вторичных электромагнитных волн с участием внутренней энергии среды следует, конечно, отличать процессы поляризации диэлектриков в электрическом поле, при которых имеет место затрата энергии от источников электрических и магнитных полей. Так, ясно, что внесение в поле плоского заряженного конденсатора диэлектрика с диэлектрической проницаемостью $\epsilon > 1$ приведёт к его поляризации, на возникновение которой будет затрачена энергия от источника электрического поля (при этом в цепи конденсатора пойдёт экспоненциально спадающий электрический ток). Аналогичные явления будут иметь место и при намагничивании материалов с различными магнитными проницаемостями в магнитном поле соленоида с постоянным током в его обмотке (будет зафиксирован экспоненциально спадающий ток в цепи соленоида). Различие этих известных явлений (законы Фарадея и Био-Савара) от рассмотренного выше состоит уже даже в том, что поляризация и намагничивание среды в сильных световых полях являются *униполярными*, то есть не изменяющими знака во времени, несмотря на то, что поляризующей или намагничивающей является электромагнитная волна света, то есть быстро осциллирующая во времени функция (гармоническая, то есть изменяющая во времени знак воздействия электрической компонентой ЭМВ). Возможно, что расходование внутренней энергии среды на возбуждение вторичных ЭМВ связано с *охлаждением среды*. Однако, проверить такую гипотезу практически не представляется возможным, так как не существует идеальных по прозрачности сред, и поглощение в них части зондирующего фотонного поля приводит к нагреванию среды, которое превалирует над процессом её возможного охлаждения. Однако, если при соответствующем уровне науки будет открыто явление сверхпрозрачности сред (наподобие явлений сверхпроводимости и сверхтекучести), то подобный эксперимент с охлаждением среды за счёт испускания ею вторичных ЭМВ за счёт своей внутренней энергии станет возможным. Чисто с философской точки зрения, можно допустить при этом наличие в микромире подобных механизмов переохлаждения среды (например, до абсолютного нуля), которые соответствуют условиям существования «вечного двигателя» второго рода, к.п.д. которого равен единице. Пример тому – вечное существование материи-энергии во Вселенной.

Выше были рассмотрены различные ситуации взаимодействия фотонного поля со средой и показано, что причиной возникновения вторичных электромагнитных излучений в среде является частичная потеря энергии у зондирующей ЭМВ в процессе её нестационарного взаимодействия со средой, при котором векторы поляризаций Π_ϕ фотонов и Π_a атомов среды, в общем случае неколлинеарные, стремятся к их коллинеарности в процессе взаимодействия фотонного поля со средой, и эти взаимно встречные процессы связаны с энергетическими процессами как со стороны фотонного поля, так и со стороны структуры движения микрочастиц среды. Это обстоятельство доказывается, в частности, экспериментальным обнаружением вторичной электромагнитной волны в волноводной структуре с помещённым в неё анизотропным веществом, зондируемым импульсным перепадом мощного светового излучения лазера. Поэтому представляет интерес интерпретировать (теоретически обосновать) наблюдаемый опытно феномен.

4.2.2. Теоретическое обоснование эксперимента

Как указывалось, возможность возбуждения вторичной ЭМВ в анизотропной среде под действием поляризованной оптической ударной волны связана с обратным эффектом Фарадея. Действительно, если в указанной среде вдоль оси z распространяется поляризо-

ванное излучение с плотностью потока энергии u_0 на частоте световых колебаний ν , то в различных сечениях этой среды будут возникать намагничивания с величиной магнитного потока индукции $\Phi(z)$, равной

$$\Phi(z) = (2\pi Zs / eN_1c^2) (1 - 1/n_0)^2 \nu u_0 \sin \delta(z), \quad (105)$$

где Z – зарядовое число атома или молекулы данной среды, s – сечение среды, связанное с излучением, e – заряд электрона ($1,602 \cdot 10^{-19}$ кул.), N_1 – число атомов или молекул в единице объёма среды, n_0 – показатель преломления среды для *обыкновенной компоненты* световой волны, $\delta(z)$ – разность фаз в сечении z между обыкновенной и *необыкновенной* компонентами световой волны. При этом текущая разность фаз $\delta(z)$ в зависимости от способа создания искусственной анизотропии в рассматриваемой среде выражается следующим образом:

- для продольного эффекта Поккельса –

$$\delta_1(z) = (2\pi/\lambda) n_0^3 r_{63} (U^*/L) z, \quad (106)$$

- для поперечного эффекта Поккельса –

$$\delta_2(z) = (2\pi/\lambda) (n_e - n_0)z + (\pi/\lambda)n_0^3 r_{63}Ez, \quad (107)$$

- для поперечного эффекта Керра –

$$\delta_3(z) = (2\pi/\lambda) (n_e - n_0)z = 2\pi B_k E^2 z, \quad (108)$$

где r_{63} – электрооптическая постоянная для используемого вещества,

U^* – полуволновое напряжение,

L – длина анизотропного вещества вдоль оси распространения z ,

n_e – показатель преломления среды для необыкновенной компоненты волны,

B_k – постоянная Керра,

E – напряжённость действующего в анизотропной среде электрического поля.

Если указанную анизотропную среду поместить в соленоид, а плотность светового потока изменять во времени, то в соответствующих сечениях соленоида будут возбуждаться токи $i(z)$, величины которых пропорциональны скорости изменения магнитного потока индукции $\Phi(z,t)$:

$$i(z) = k_{св} [d\Phi(z,t) / dt] = k_{св} k_v (dP_0 / dt) \sin \delta(z), \quad (109)$$

где $k_{св}$ – коэффициент связи ударно намагничивающегося вещества в соответствующих сечениях соленоида, k_v – светомagnetная постоянная (по порядку равная $(1-5) \cdot 10^{-17}$ вб/Вт для различных веществ), P_0 – мгновенная (пиковая) мощность светового потока, проходящего в веществе в поперечном сечении s . Так, при использовании импульсных излучений с плотностью потока энергии 10 мДж/см² нетрудно получить в соленоиде э.д.с. порядка 1 Вольта при использовании в соленоиде достаточно большого числа витков проводника.

В качестве преобразованного соленоида, электромагнитно связанного с анизотропным цилиндрическим стержнем или кюветой прямоугольного сечения с анизотропным веществом (например, очищенным нитробензолом), можно использовать волноводную структуру, например, круглый волновод с радиусом сечения волновода a_v , продольная ось которого совпадает с осью z направления светового импульса лазерного излучения. При этом в стенках такого волновода будут возбуждаться токи в процессе переменного намагничивания анизотропного вещества в соответствующих его сечениях вдоль оси z . Возбуждение волновода таким способом, как показывает анализ по соответствующим уравнениям Максвелла, возможно на поперечно-электрической волне типа TE_{01} , и при этом

электромагнитные волны, возбуждаемые в различных сечениях стенки волновода, интерферируют между собой при их совместном распространении по волноводу.

Ясно, что для синфазного накопления парциальных электромагнитных волн в волновод в узкой полосе частот с центральной частотой этой полосы – Ω_0 , необходимо соблюсти условие равенства групповой скорости света в веществе и фазовой скорости для возбуждаемой в волновод ЭМВ на круговой частоте Ω_0 , то есть выполнить условие

$$|V_{гр}| = |V_{ф}|, \quad (110)$$

$$\text{где} \quad V_{гр} = k c / n_0, \quad (111)$$

k – волновой вектор для световой волны (вектор-орт),

$$|V_{ф}| = c [1 - (\Omega_{кр} / \Omega)^2]^{1/2}, \quad (112)$$

$\Omega_{кр}$ – критическое значение частоты для данного волновода.

Как известно, волновод является диспергирующей средой для ЭМВ, и значение критической частоты $\Omega_{кр}$ для него определяется конструкцией на основе выражения

$$\Omega_{кр} = \gamma_{mn} c / a_b (\epsilon_1 \mu_1)^{1/2}, \quad (113)$$

где γ_{mn} – число, являющееся корнем уравнения Бесселя для волны TE_{01} , равное при этом $\gamma_{mn} = 3,83$, ϵ_1 и μ_1 – относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости среды в волноводной полости для волны на частоте Ω .

Условие (110) с учётом (111) – (113) принимает вид

$$(\epsilon_1 \mu_1)^{1/2} a_b \Omega_0 = \gamma_{mn} c n_0 / (n_0^2 - 1)^{1/2}. \quad (114)$$

Теория возбуждения вторичной ЭМВ в волновод на поперечно-электрической волне TE_{01} поясняется на рис.2.

Решение соответствующей электродинамической задачи основано на уравнениях Максвелла. Предлагаемый здесь метод решения задачи о нахождении компонент электромагнитного поля в любой точке волновода при его возбуждении бегущим вдоль оси волновода ударного перемагничивания анизотропной среды сводится к нахождению раздельно компонент E_ϕ , H_θ и H_z электромагнитного поля в любой произвольной точке волновода $M(r_0, \Theta_0)$, задаваемой в цилиндрической системе координат, при элементарном возбуждении волновода в его сечении dz анизотропной среды (как *антенной* в виде витка с переменным током), и к последующему интегрированию этих компонент, образующихся от смещения возбуждающего сечения dz по всей длине анизотропного вещества $0 \leq z \leq l$ в направлении от его начала к концу с групповой скоростью света в среде $|V_{гр}|$.

Указанное решение находится в виде интегралов для соответствующих компонент поля H_z , H_θ и E_ϕ

$$H_z(r_0, \Theta_0) = i (\Omega a_b^2 / 4c) \int_0^l j_b(z, t) \{ [1/r(z)^2] - i [1/kr(z)^3] \} \cos \Theta(z) * \\ * \exp [-i k r(z)] dz, \quad (115)$$

$$H_\theta(r_0, \Theta_0) = i (\Theta a_b^2 / 2c) \int_0^l j_b(z, t) \{ [1/r(z)^2] + i [k/r(z)] - i [1/kr(z)^3] \} * \\ * \sin \Theta(z) \exp [-i k r(z)] dz, \quad (116)$$

$$E_\phi(r_0, \Theta_0) = -i (\mu \Omega a_b / 4) \int_0^l j_b(z, t) \{ [1/r(z)^2] + i [k/r(z)] \} \sin \Theta(z) *$$

$$* \exp [-i k r(z)] dz , \quad (117)$$

где

$$\Theta(z) = \arctg \{ \tg \Theta_0 / [1 - z / r_0 \cos \Theta(z)] \} , \quad (118)$$

$$r(z) = r_0 \sin \Theta_0 / \sin \Theta(z) , \quad (119)$$

$k = (\Omega/c) (\epsilon_1 \mu_1)^{1/2}$ - волновое число для возбуждаемых колебаний, μ - абсолютная магнитная проницаемость ($\mu = 1,256 \cdot 10^{-6}$ Гн/м), $r(z)$ и $\Theta(z)$ - соответственно радиус-вектор и аргумент до рассматриваемой точки $M(r_0, \Theta_0)$ от возбуждающей волну сечения dz на расстоянии z по длине анизотропного образца, а плотность тока j_b в стенках волновода выражается формулой

$$j_b(z,t) = [e^3 Z N_A d M^* \rho_0 \omega P_0 \exp(-\alpha z) / 4m^2 n_0 \omega_0^4 a^2] * \\ * k_{cb} \{1 - \cos[(\Omega/c)(ct - n_0 z)]\} \sin[(\omega/c)(n_0 - n_e)(z - \Delta z)] , \quad (120)$$

где N_A - число Авогадро ($6,024 \cdot 10^{23}$ молекул/грамм-молекулу),

d - удельная плотность анизотропной среды,

M^* - коэффициент модуляции светового потока, распространяющегося в анизотропном веществе на частоте Ω , Z - зарядовое число атома вещества,

ρ_0 - сопротивление свободного пространства ($\rho = 376$ ом),

$\omega = 2\pi\nu$ - круговая частота световых колебаний в анизотропном веществе,

α - коэффициент экстинкции анизотропного вещества,

m - масса электрона ($m = 9,1 \cdot 10^{-31}$ кг),

ω_0 - круговая частота собственных колебаний электрона по орбите вокруг ядра атома (порядка 10^{18} Гц и выше),

a - радиус образца анизотропного вещества, связанный со световым потоком,

Δz - произвольный (регулируемый) пространственный сдвиг.

Устройство (рис.1) было рассмотрено в разделе «Экспериментальные доказательства». Там же представлена эпюра распределения напряжённости магнитного поля вдоль оси волновода при возбуждении анизотропной среды световым потоком с постоянной плотностью потока энергии, а также эпюра изменения характера поляризации световой волны при её распространении в анизотропной среде с длиной цикличности λ_b , равной

$$\lambda_b = l_1 = 1 / B_k E^2 , \quad (121)$$

так что выполняются условия $l_1 = X_1$ (см рис.1) и также $\delta(l_1) = 2\pi B_k E^2 l_1 = 2\pi$. При этом критическая длина волны в волноводе с заданными параметрами, отвечающими условию (110) синфазного накопления, находится из выражения

$$\lambda_{кр} = (2\pi a_b / \gamma_{mn}) (\epsilon_1 \mu_1)^{1/2} = [n_0 / (n_0^2 - 1)^{1/2}] * (1 / B_k E^2) , \quad (122)$$

а длина возбуждающейся в волноводе волны λ_b определяется выражением

$$\lambda_b = [2\pi a_b / \gamma_{mn} (n_0^2 - 1)^{1/2} / n_0^2 \gamma_{mn}] (\epsilon_1 \mu_1)^{1/2} = F_1(B_k, E) = F_2(a_b, n_0, n_{cp}) , \quad (123)$$

где F_1 и F_2 - соответствующие функционалы,

n_{cp} - усреднённый показатель преломления среды волновода для возбуждаемой в нём волны; вычисление этого показателя преломления учитывает соотношение радиусов

$a < a_v$ и показатель преломления n_0 для СВЧ волны.

Величины э.д.с., наводимых в различных сечениях стенки волновода и соответствующих максимумам ударной намагниченности анизотропной среды, которые распределены вдоль оси волновода через интервалы, равные $\lambda_v/2$, рассчитываются как

$$E_{0i} = k_{св} k_v Z_c (dP_0/dt) \exp [- \alpha(i - 1) \lambda_v/2] , \quad (124)$$

где

$$Z_c |_{TE} = (\epsilon/\mu)^{1/2} / [1 - (\lambda_v/\lambda_{кр})^2]^{1/2} , \quad (125)$$

а также $i = 1, 2, 3, \dots \text{Ent} [2l / \lambda_v]$.

Спектральная плотность возбуждаемых в стенке волновода с сечением X_1 (рис.2) колебаний при ударном возбуждении анизотропной среды световым перепадом с длительностью фронта $t_{фа}$ находится из выражения

$$S^*(\Omega) = \int_0^{t_{фа}} E_{01}(t) \exp (- i \Omega t) dt, \quad (126)$$

и в случае треугольного светового импульса имеет вид

$$S^*(\Omega) = S^*(0) [(\sin \Omega t_{фа}/2) / \Omega t_{фа}/2] \exp (- j \Omega t_{фа}) . \quad (127)$$

При этом энергия падающего на анизотропный образец излучения рассчитывается как

$$\begin{aligned} W_{пл} &= (1 / Z_c) \int_0^{t_{фа}} [E_{01}(t)]^2 dt = (1/2\pi Z_c) \int_0^{\Delta\omega} |S^*(\omega)|^2 d\omega = \\ &= (E_{01}^2 t_{фа} / Z_c) = (q/Z_c) |S^*(0)|^2 \Delta f_c, \end{aligned} \quad (128)$$

где Δf_c – спектр светового импульса,

q – коэффициент формы спектра светового импульса (обычно $q = 0,6 - 0,8$),

$S^*(0)$ – максимум спектральной функции, равный

$$|S^*(0)| = E_{01} t_{фа} / q^{1/2} . \quad (129)$$

Э.д.с. возбуждаемого в сечении X_1 волновода колебания на частоте Ω_0 определяется распределением спектра светового импульса и шириной спектра возбуждаемых на выходе волновода электромагнитных колебаний, то есть согласно выражению

$$E_{01}^*(\Omega_0) \approx S^*(\Omega_0) * \Delta\Omega_0^*_{вых} = g(\Omega_0, t_{фа}) S^*(0) * \Delta\Omega_c^*_{вых} . \quad (130)$$

Для определения ширины этого спектра необходимо найти амплитудно-частотную передаточную характеристику волноводной системы длиной l , на которой укладывается N^* отрезков $\lambda_v/2$, то есть частотную характеристику вида:

$$K_{N^*}(\zeta\Omega) = E_{0N^*}^* / E_{01}^* \quad (131)$$

$$\text{при варьiruемой расстройке } \zeta\Omega = \Delta\Omega / \Omega_0. \quad (132)$$

Указанная частотная характеристика может быть найдена из рекуррентных соотношений для набора расстроек

$$K_i(\zeta\Omega) = K_1(0) \{ \exp [- \alpha(i - 1)\lambda_v] + 2 K_{i-1}(\zeta\Omega) \exp [- \alpha(i - 1)\lambda_v/2] *$$

$$* \cos (\Theta_{i-1} + 2\pi\zeta_{\Omega}) + K_{i-1}^2(\zeta_{\Omega})\}^{1/2}, \quad (133)$$

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \Theta_i &= [K_{i-1}(\zeta_{\Omega}) \sin (\Theta_{i-1} + 2\pi\zeta_{\Omega})] / \{\exp [-\alpha(i-1)\lambda_{\text{в}}/2] + \\ &+ K_{i-1}(\zeta_{\Omega}) \cos (\Theta_{i-1} + 2\pi\zeta_{\Omega})\}, \end{aligned} \quad (134)$$

где $K_i(\zeta_{\Omega}) \in X = \lambda_{\text{в}}(2i-1)/4$ – передаточная характеристика для i -го интервала волновода, $K_1(0) \in (X_1, \Omega_0)$ – передаточная характеристика для интервала волновода в сечении X_1 на частоте Ω_0 , $K_0(\zeta_{\Omega}) = 0$ и $\Theta_0 = 0$ – начальные условия для расчёта.

В силу громоздкости соответствующих вычислений, сложность которых возрастает с увеличением числа N^* интервалов волновода, расчёт удобнее производить с помощью электронной вычислительной машины. По данным расчёта на ЭВМ находят такое значение расстройки ζ_{Ω} для данного числа N^* , для которого модуль передаточной функции (133) на конце волновода равен 0,707. Это условие имеет вид

$$\begin{aligned} \zeta_{\Omega}^* \in N^* &\rightarrow \lim K_i(\zeta_{\Omega}) = 0,707, \\ \zeta_{\Omega} &\approx [N^*(n_0^2 - 1)]^{-1}. \end{aligned} \quad (135)$$

Последнее выражение в (135) позволяет найти спектр выходных электромагнитных колебаний в форме

$$\Delta\Omega_{\text{с}^* \text{вых}} = 2\pi / \tau_{\text{н}} = \Omega_0 / [N^*(n_0^2 - 1) = \zeta_{\Omega}^* \Omega_0], \quad (136)$$

что позволяет найти соответствующие э.д.с. в сечениях X_1 и X_{N^*} волновода соответственно выражениям:

$$E_{01}^*(\Omega_0) = |S^*(\Omega_0)| \Delta\Omega_{\text{с}^* \text{вых}} = 0,707 g(\Omega_0, t_{\text{фа}}) K_{\text{св}} k_{\text{в}} / q^{1/2} N^*(n_0^2 - 1), \quad (137)$$

$$E_{0N^*}^*(\Omega_0) = E_{01}^*(\Omega_0) \sum_{i=1}^{N^*} n_i \exp [-\alpha(i-1)\lambda_{\text{в}}/2] \approx N^* E_{01}^*(\Omega_0), \quad (138)$$

$$n_i = 1, 2, 3, \dots N^*.$$

Выходная мощность вторичных колебаний через параметры генерирующей системы рассчитывается по формуле

$$P_{\text{вых}} = g^2(\Omega_0, t_{\text{фа}}) K_{\text{св}}^2 k_{\text{в}}^2 P_0^2 \Omega_0^2 / 16\pi^2 (n_0^2 - 1) q (\varepsilon/\mu)^{1/2} = C_1^* P_0^2 E^4, \quad (139)$$

где C_1^* – постоянная порядка $10^{-36} \text{ см}^4 \text{ В}^2 \text{ ом Вт}^2$. Так, при мощности в световом импульсе несколько магаватт в 10-и сантиметровом диапазоне волн можно получить импульсы СВЧ мощностью до сотни микроватт. Соответствующие расчёты показывают, что для химически очищенного нитробензола, выдерживающего напряжённости электрического поля до 150 кВ/см можно получать импульсы мощностью 12,7 мкВт на частоте несущих колебаний 110 ГГц (в миллиметровом диапазоне волн).

Эквивалентная добротность генерирующей системы вычисляется согласно выражению

$$Q_{\text{экв}} = l B E^2 (n_0^2 - 1) / 2, \quad (140)$$

где l – длина анизотропного образца в волноводе.

Коэффициент полезного действия в генерирующей системе η находится как

$$\eta = W_{\text{вых}} / W_{\text{нд}} = C_2^* \beta \Omega_0 (dP_0/dt), \quad (141)$$

где C_2^* - некоторая постоянная порядка $10^{-37} \text{ сек}^3 \text{ Вт}^{-1}$, β – коэффициент преобразования поглощённой в среде световой энергии во вторичное излучение (порядка 0,01). Так, для полезно затраченной энергии светового импульса порядка 10^{-3} Дж энергия выходного СВЧ импульса 10-и сантиметрового диапазона составляет всего $1,6 \cdot 10^{-12}$ Дж, то есть к.п.д. системы ничтожен, хотя это и не имеет значения в данном исследовании.

4.2.3. Интерпретация результатов исследований

Существующее представление о волновой функции электромагнитного поля как функции 4-вектора пространства-времени не отражает полного описания волновой функции, поскольку не содержит поляризационных характеристик волнового поля. В свете заявляемой закономерности представляется полезным существующие методы исследования волнового процесса на основе уравнения Шредингера для волновой функции ψ

$$(i \hbar / 2\pi) (\partial \psi / \partial t) = (- \hbar^2 / 8\pi^2 m) \nabla^2 \psi + U \psi, \quad (142)$$

где оператор набла-квадрат ∇^2

$$\nabla^2 = (\partial^2 / \partial x^2) + (\partial^2 / \partial y^2) + (\partial^2 / \partial z^2) \quad (143)$$

является функцией пространственных координат, дополнить новыми сведениями о природе поляризации волновой функции $\psi = \psi(x, y, z, t)$, для которой в случае однородной изотропной среды имеем $\partial \psi / \partial t = \text{const}$ и $\nabla^2 \psi = 0$, и уравнение (142) принимает вид

$$(i \hbar / 2\pi) \partial \psi / \partial t = E \psi. \quad (144)$$

Как известно, решение (144) ищется в виде

$$\Psi = u \exp (- i \omega t). \quad (145)$$

Частная производная волновой функции по времени имеет вид

$$\partial \psi / \partial t = - i \omega u \exp (-i \omega t) = i \omega \psi. \quad (146)$$

Подставляя (145) и (146) в (144), приходим к общеизвестному соотношению для энергии кванта электромагнитного поля

$$E = \hbar \omega / 2\pi = \hbar \nu. \quad (148)$$

Как уже указывалось, поляризационные характеристики ЭМВ удобно интерпретировать сферой Пуанкаре и параметрами Стокса S_1, S_2, S_3 и S_0 , указанными в (1) и (2), и с их преобразованиями, указанными в (4) и (6).

Совершенно ясно, что поляризационное состояние ЭМВ, распространяющейся в реальной среде, не остаётся неизменным, если среда вносит определённые возмущения в это поляризационное состояние, например, является анизотропной, оптически активной, нестационарно-изотропной или анизотропной и т.д. Таким образом, параметры Стокса претерпевают изменения во времени при взаимодействии волнового поля с указанными средами. Эти изменения отражаются функциональными зависимостями координат пространства и времени:

$$\begin{aligned}
S_1 &= S_1(x, y, z, t), \\
S_2 &= S_2(x, y, z, t), \\
S_3 &= S_3(x, y, z, t).
\end{aligned}
\tag{149}$$

Влияние среды распространения сказывается на преобразование поляризационного базиса с параметрами α_1 и β_1 в поляризационный базис с параметрами α_2 и β_2 , где параметры α и β являются функциями среды

$$\begin{aligned}
\alpha &= \alpha(x, y, z, t), \\
\beta &= \beta(x, y, z, t),
\end{aligned}
\tag{150}$$

причём указанный переход базиса определяется выражением

$$\begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix}_{\alpha_2, \beta_2} = L_{\alpha_1, \beta_1, \alpha_2, \beta_2} \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix}_{\alpha_1, \beta_1},
\tag{151}$$

где оператор преобразования поляризационных базисов

$$L_{\alpha_1, \beta_1, \alpha_2, \beta_2} = \begin{pmatrix} l_{11} & l_{12} & l_{13} & l_{14} \\ l_{21} & l_{22} & l_{23} & l_{24} \\ l_{31} & l_{32} & l_{33} & l_{34} \\ l_{41} & l_{42} & l_{43} & l_{44} \end{pmatrix},
\tag{152}$$

причём для компонент матрицы (152) имеем соотношения

$$\begin{aligned}
l_{11} &= 1, \\
l_{12} &= l_{13} = l_{14} = l_{21} = l_{31} = l_{41} = 0, \\
l_{22} &= \cos 2\alpha_2 \cos 2\alpha_1 \cos 2(\beta_2 - \beta_1) + \sin 2\alpha_2 \sin 2\alpha_1, \\
l_{23} &= \cos 2\alpha_1 \sin 2(\beta_2 - \beta_1), \\
l_{24} &= \cos 2\alpha_2 \sin 2\alpha_1 \cos 2(\beta_2 - \beta_1) - \sin 2\alpha_2 \cos 2\alpha_1, \\
l_{32} &= -\cos 2\alpha_1 \sin 2(\beta_2 - \beta_1), \\
l_{33} &= \cos 2(\beta_2 - \beta_1), \\
l_{34} &= -\sin 2\alpha_1 \sin 2(\beta_2 - \beta_1), \\
l_{42} &= \sin 2\alpha_2 \cos 2\alpha_1 \cos 2(\beta_2 - \beta_1) - \cos 2\alpha_2 \sin 2\alpha_1, \\
l_{43} &= \sin 2\alpha_2 \sin 2(\beta_2 - \beta_1), \\
l_{44} &= \sin 2\alpha_2 \sin 2\alpha_1 \cos 2(\beta_2 - \beta_1) + \cos 2\alpha_2 \cos 2\alpha_1,
\end{aligned}
\tag{153}$$

каждая из которых зависит от изменений координат-времени среды.

Общее решение волновой функции в произвольной среде приводит к решению интегро-дифференциального уравнения сложного вида с весьма нетривиальным решением. Относительно просто могут быть решены задачи для сравнительно простых сред: однородных анизотропных, однородных оптически активных и т.д. Однако весьма сложным оказывается решение задачи о нахождении волновой функции для случаев нестационарных (турбулирующих) анизотропных сред, неоднородных анизотропных и оптически активных сред, нелинейных анизотропных нестационарных сред и т.д. Решение таких задач даётся методами аппроксимации, при которых интегро-дифференциальные уравнения чаще всего заменяются совокупностями соответствующих линейных интегро-

-дифференциальных уравнений, каждое из которых определяет поведение волновой функции на малом участке её монотонного изменения в четырёхмерном представлении.

Если совокупность параметров Стокса S_1, S_2, S_3 как скалярных функций времени и координат среды, в которой распространяется ЭМВ, заменить некоторым поляризационным вектором Π (как ранее был вектор поляризации фотона Π_Φ) вида

$$\Pi = \Pi(S_1, S_2, S_3), \quad (154)$$

то для полной производной поляризационного вектора по времени, используемой для задания оператора набла-квадрат в уравнении Шредингера для волновой функции, имеем

$$d\Pi/dt = [(\partial\Pi/\partial x) \partial x/\partial t] + [(\partial\Pi/\partial y) \partial y/\partial t] + [(\partial\Pi/\partial z) \partial z/\partial t]. \quad (155)$$

Ещё раз отметим, что вектор Π определяется не в координатах x, y, z , поскольку волновая функция ψ – суть семивектор, а именно

$$\psi = \psi(x, y, z, S_1, S_2, S_3, t), \quad (156)$$

а выражение (155) физически выражает временной темп изменения поляризационного состояния волнового поля в заданной среде.

Поскольку волновая функция физически представляет задание электрических (и магнитных) компонент электромагнитного поля как функций пространства-времени, а параметры Стокса, характеризующие волновую функцию согласно (156), также содержат информацию об интенсивности электрической компоненты электромагнитного поля E_m^2 , то нетрудно понять, что для случая чистых волн, определяемых равенством (2), и с учётом нормировки параметров Стокса S_1, S_2, S_3 , обеспечиваемой делением выражений (4) на значение параметра S_0 также из (4), при котором нормированные параметры Стокса становятся безразмерными величинами и $|\Pi| = 1$, волновая функция ψ электромагнитного поля может быть сведена к эквивалентному 6-вектору вида

$$\psi = \psi(x, y, z, \alpha, \beta, t), \quad (157)$$

где α – угол эллиптичности поляризационного эллипса с осями \mathbf{a} и \mathbf{b} , причём имеет место

$$-\pi/2 \leq \alpha = \arctg(b/a) \leq \pi/2, \quad (158)$$

β – угол ориентации большой оси поляризационного эллипса по отношению к оси абсцисс выбранной системы координат xOy , причём $0 \leq \beta \leq \pi$, и кроме того, ось z этой системы координат выбрана совпадающей с волновым вектором электромагнитной волны. В свою очередь, углы α и β , однозначно определяющие поляризационное состояние волны, являются функциями пространства и времени, как это было уже определено в (150). Если при распространении волны в среде поляризационное состояние волны изменяется от точки к точке, либо поляризация волны в данной точке изменяется в функции времени, то это означает, что соответственные изменения претерпевают и значения углов α и β согласно (150). Следовательно, характер изменения этих углов в пространстве и во времени отражает деполаризующие свойства самой среды. Иначе говоря, описание волновой функции 6-вектором (157) даёт уже полное представление о волновом поле в процессах его взаимодействия с произвольной средой, например, турбулирующей анизотропной или нестационарной оптически активной средой, в которых, как было указано выше, возникают явления «красного смещения».

В соответствии с первым постулатом квантовой теории каждой физической величине соответствует линейный эрмитов оператор или матрица, причём эти операторы,

вообще говоря, некоммутативны. Так, между операторами координаты и импульса имеют место перестановочные соотношения. Это означает, что величины, описываемые некоммутирующими операторами, не могут быть одновременно точно измерены, и погрешности измерения этих величин в одном опыте подчиняются соотношению неопределённостей вида:

$$\Delta z * \Delta p_z \approx h / 4\pi , \quad (159)$$

где Δz – погрешность измерения координаты вдоль оси распространения фотона в среде, Δp_z – погрешность измерения импульса фотона в его проекции на ось z , h – постоянная Планка. В связи с указанным в квантовой механике используют различные формы представления волновых функций: координатное или x -представление, либо импульсное или p -представление. При описании изменения квантового состояния с помощью уравнения Неймана

$$(i\hbar/2\pi) * \partial \rho / \partial t = H\rho - \rho H , \quad (160)$$

где H – оператор Гамильтона, определяющий полную энергию системы, ρ – матрица плотности – статистическое описание состояния системы, с помощью которого могут быть определены средние значения любой физической величины, представляемой оператором $\langle A \rangle$ по формуле

$$\langle A \rangle = S_p(\rho A) = \sum_{n,m} \rho_{nm} A_{nm} , \quad (161)$$

где A_{nm} и ρ_{nm} – соответственно матричные элементы операторов A и ρ по полной системе базисных функций, предполагается, что операторы физических величин от времени не зависят (например, для стационарной среды), а вся зависимость от времени содержится в матрице плотности. Такое представление называется шредингеровским. Кроме него, широко пользуются гайзенберговским представлением, в котором вся зависимость от времени переносится на операторы, а матрица плотности от времени не зависит. Кроме названных, часто пользуются также «представлением взаимодействия». Предположим, что гамильтониан системы можно разбить на две части

$$H = H_0 + V , \quad (162)$$

где H_0 – невозмущённый гамильтониан, V – гамильтониан возмущения (или взаимодействия). Величину V обычно выбирают так, чтобы её можно было считать малой поправкой по отношению к H_0 . Представление взаимодействия является промежуточным по сравнению с гайзенберговским и шредингеровским представлениями. Операторы в этом представлении зависят от времени как гайзенберговские операторы для невозмущённой системы (с оператором H_0), а изменение во времени волновой функции (матрицы плотности) полностью обусловлено возмущением V .

Поскольку волновая функция (157), кроме координат и времени, содержит также две дополнительные переменные – α и β , характеризующие поляризацию волнового поля, то возникает вопрос о том, каким оператором – координат или импульсов коммутируют операторы физических величин, задаваемых этими углами. Этот вопрос возникает в связи с необходимостью записи и решения уравнения Шредингера с соблюдением принципа неопределённостей, в силу которого не могут быть получены в одном опыте сведения о точных значениях физических величин – координат, импульсов, энергии, поляризации, операторы которых не коммутируют между собой. Однако предварительно приведём удобное для практического использования понятие «поляризационного вектора» Π для

волнового поля, заданного в (157). Для этого рассмотрим так называемый *квадрат поляризации*, построенный в двух декартовых осях. На одной из них – абсцисс – будем отсчитывать значение угла β в пределах $0 \leq \beta \leq \pi$, а на другой – оси ординат – будем отсчитывать значение угла $(\pi/2) - 2\alpha$, для которых угол α определяется в пределах $-\pi/4 \leq \alpha \leq \pi/4$. Для указанных пределов изменения углов α и β можно отобразить любое поляризационное состояние волнового поля, характеризуемого двумя амплитудами ортогональных между собой колебаний E_1 и E_2 и разностью фаз Φ_{12} между ними. Зная величины E_1 , E_2 и Φ_{12} , легко находим соответствующие значения углов α и β в виде:

$$\beta = 0,5 \arctg [2E_1E_2 \cos \Phi_{12} / (E_1^2 - E_2^2)] , \quad (163)$$

$$\alpha = \arctg[(E_1^2 \sin^2 \beta - E_1E_2 \sin 2\beta \cos \Phi_{12} + E_2^2 \cos^2 \beta) / (E_1^2 \cos^2 \beta + E_1E_2 \sin 2\beta \cos \Phi_{12} + E_2^2 \sin^2 \beta)] \quad (164)$$

Модуль угла α характеризует степень эллиптичности поляризационного эллипса, а знак этого угла – направление обращения вектора электрического поля (для циркулярно поляризованных волн) вокруг волнового вектора. Приращение угла β в чистом виде имеет место при прохождении волны через оптически активную (не анизотропную) среду или в случае эффекта Фарадея в изотропных средах.

Таким образом, сторона образованного квадрата поляризаций имеет размер π , а весь квадрат поляризаций расположен в первом квадранте декартовой системы отсчёта, то есть все значения поляризационных векторов, проведённых из начала координат к любой точке квадрата поляризаций, существенно положительны и являются действительными значениями. Все точки указанного квадрата – суть изображающие точки поляризации волнового поля в заданных координатах пространства-времени. Годограф «поляризационного вектора» $\Pi(\alpha, \beta)$ внутри данного квадрата отображает с одинаковым весом по осям компонент поляризационных углов поведение поляризации волнового поля (либо во времени для фиксированной точки пространства, либо в заданной пространственной траектории перемещения волнового потока в один и тот же момент времени, либо для некоторых вполне определённых условий изменения волнового поля в пространстве-времени). При этом судить о темпе изменения поляризационного состояния волнового поля (либо о деполаризующих характеристиках *среды* !) можно простым сопоставлением геометрических размеров отрезков, соединяющих соответствующие изображающие точки в квадрате поляризаций (начальные и конечные точки для сопоставляемых поляризационных процессов).

Заменяя переменные α и β переменными ξ_α и ξ_β по правилу:

$$\xi_\alpha = \pi/2 - 2\alpha , \quad \xi_\beta = \beta , \quad (165)$$

для нормированного значения «поляризационного вектора» имеем:

$$|\Pi^*| = |\Pi^*(\xi_\alpha, \xi_\beta)| = 0,707 * [(0,5 - 2\alpha/\pi)^2 + (\beta/\pi)^2]^{1/2} , \quad (166)$$

$$\arg \Pi^* = 2\beta / (\pi - 4\alpha) , \quad (167)$$

причём условие нормировки записывается в виде

$$\text{Max } |\Pi^*| = 1 , \quad (168)$$

соответствующее диагоналям квадрата поляризаций. Вершины этого квадрата, разделённые указанными диагоналями, характеризуют две пары изображающих точек, отображаю-

щих полярные состояния поляризации волнового поля. Например, если задана поляризация волнового поля в данной точке пространства (x_0, y_0, z_0) и в данный момент времени t_0 , изображающая точка которой находится в начале координат $\xi_\alpha = \xi_\beta = 0$, то легко можно определить поляризацию волнового поля (этого же) в его любой другой изображающей точке квадрата поляризаций. Так, если исходная поляризация волны была определена как вертикально поляризованная, то в точке вершины квадрата поляризаций, диагонально отстоящей от начала координат на длину вектора, равную 1 по условию нормировки (168), поляризация волны стала бы горизонтальной. Если исходная волна имела круговую поляризацию по правому кругу, то в указанной вершине квадрата поляризаций её поляризация стала бы круговой по левому кругу, и т.д.

Важно отметить, что в рассмотренном случае отрезки, соединяющие соответствующие начальные и конечные изображающие точки квадрата поляризации, по существу представляют собой *операторы* Π^+ преобразования поляризации, так как отражают соответствующие свойства внешней среды, воздействующей на волновое поле в смысле его деполаризации (то есть соответствующего изменения состояния поляризации). Иначе говоря, если поляризационное состояние задано явно и обозначается как $\Pi_1(\xi_{\alpha 1}, \xi_{\beta 1})$, то с помощью оператора поляризационного преобразования Π^+_{12} всегда можно найти новое поляризационное состояние той же волны по формуле

$$\Pi_2(\xi_{\alpha 2}, \xi_{\beta 2}) = \Pi^+_{12} [\Pi_1(\xi_{\alpha 1}, \xi_{\beta 1})]. \quad (169)$$

С другой стороны, квадрат поляризаций может выступать не только как оператор преобразования поляризации волнового поля, но и как оператор задания состояния его поляризации. Однако в этом последнем случае необходимо обязательно задаться значением поляризации волны в какой-либо точке квадрата поляризаций, например, в начале отсчёта $\xi_\alpha = \xi_\beta = 0$ считать волну вертикально поляризованной (хотя и положение точки отсчёта, и значение поляризации в ней не имеют принципиального значения). Тогда все остальные точки этого квадрата однозначно определяют все другие поляризационные состояния волнового поля.

Из общих соображений следует признать, что операторы энергии и поляризации волнового поля коммутативны между собой

$$[H^+, \Pi^+] = 0, \quad (170)$$

то есть измерение физической величины вектора поляризации Π в данный и любой последующий моменты времени даёт один и тот же результат (здесь H^+ - гамильтониан).

Указанный произвол приписывания любой точке квадрата поляризаций любого поляризационного состояния волнового поля в процессе «привязки» поляризации волнового поля к оператору задания состояния поляризации волнового поля Π , а также абсолютная строгость и однозначность интерпретации поляризационного состояния поля в его начальном и конечном состояниях отсчётом соответствующих отрезков (с учётом их ориентации на координатной плоскости), проведённые между начальной и конечной изображающими точками квадрата поляризаций, выражают собой известный дуализм во взглядах на физическую структуру самого волнового поля, поведение которого в различных экспериментальных ситуациях адекватно с поведением либо частиц, либо волн. Одним из оснований для такого суждения является некоммутативность операторов координат и энергии, выраженная соотношением неопределённостей Гейзенберга, при коммутативности операторов энергии и поляризации, как в (170). Иначе говоря, в одном эксперименте нельзя получить информацию о точных значениях координат фотона и его поляризации. Последнее приводит к тому, что описание поляризационного состояния волнового поля (фотона) может быть проведено с позиций квантовой теории поля, в частности,

допускает дискретизацию поляризации по двум квантовым числам σ_α и σ_β , каждое из которых может принимать целочисленные значения

$$\begin{aligned}\sigma_\alpha &= 0, 1, 2, 3, \dots i \dots K, \\ \sigma_\beta &= 0, 1, 2, 3, \dots j \dots K\end{aligned}\quad (171)$$

с шагом квантования квадрата поляризаций, равным

$$\Delta_\alpha = \Delta_\beta = 0,707 / K, \quad (172)$$

где K - целое, положительное, достаточно большое число, задающее степень разбиения квадрата поляризаций, координаты точек которого в дискретном выражении имеют вид

$$\begin{aligned}\xi_{\alpha i} &= \Delta_\alpha \sigma_{\alpha i} = 0,707 i / K, \\ \xi_{\beta j} &= \Delta_\beta \sigma_{\beta j} = 0,707 j / K.\end{aligned}\quad (173)$$

С учётом (173) для оператора поляризационного состояния Π^+ можно составить квадратную матрицу из $K \times K$ матричных элементов вида:

$$\Pi^+ = \begin{vmatrix} \xi_{11} & \xi_{12} & \xi_{13} & \dots & \xi_{1i} & \dots & \xi_{1K} \\ \xi_{21} & \xi_{22} & \xi_{23} & \dots & \xi_{2i} & \dots & \xi_{2K} \\ \xi_{31} & \xi_{32} & \xi_{33} & \dots & \xi_{3i} & \dots & \xi_{3K} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \xi_{j1} & \xi_{j2} & \xi_{j3} & \dots & \xi_{ji} & \dots & \xi_{jK} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \xi_{K1} & \xi_{K2} & \xi_{K3} & \dots & \xi_{Ki} & \dots & \xi_{KK} \end{vmatrix}, \quad (173a)$$

элементарные свойства которой совпадают со свойствами линейных операторов. Выражение оператора Π^+ в матричной форме позволяет упростить соответствующие вычисления при решении уравнения Шредингера для волновой функции, правая часть которого содержит гамильтониан (162) с гамильтонианом возмущения, зависящим от времени.

Основой квантово-теоретического рассмотрения системы, состоящей из электромагнитного поля, взаимодействующего с частицами среды, может служить гамильтониан такой системы.

Этот гамильтониан получается из классической функции Гамильтона заменой классических величин соответствующими операторами. Для нахождения классической функции Гамильтона системы частиц, взаимодействующих с полем излучения, перейдём от уравнений Максвелла к уравнениям для канонических переменных \mathbf{p}_v и \mathbf{q}_v (куда входят также и переменные ξ_α и ξ_β). Уравнения Максвелла с заданными распределениями токов и зарядов имеют вид

$$\text{rot } \mathbf{E} + (1/c) (\partial \mathbf{H} / \partial t) = 0, \quad (174)$$

$$\text{div } \mathbf{H} = 0, \quad (175)$$

$$\text{rot } \mathbf{H} - (1/c) (\partial \mathbf{E} / \partial t) = 4\pi \mathbf{j} / c, \quad (176)$$

$$\text{div } \mathbf{E} = 4\pi \rho. \quad (177)$$

Разложим \mathbf{E} и \mathbf{H} по собственным полям \mathbf{E}_v и \mathbf{H}_v (или \mathbf{A}_v):

$$\mathbf{H} = - \sum_v \omega_v \mathbf{q}_v \mathbf{H}_v = \sum_v \mathbf{q}_v \text{rot } \mathbf{A}_v, \quad (178)$$

$$\mathbf{E} = \sum_v \mathbf{p}_v \mathbf{E}_v - \text{grad } \varphi = - (1/c) \sum_v \mathbf{p}_v \mathbf{A}_v - \text{grad } \varphi, \quad (179)$$

(член $\text{grad } \varphi$ необходим, так как $|\text{div } \mathbf{E}| > 0$, а $\text{div } \mathbf{E}_v = 0$). Подставляя \mathbf{E} в (179), имеем

$$\Delta \varphi = - 4 \pi \rho = - 4 \pi \sum_k \mathbf{e}_k \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_k), \quad (180)$$

где \mathbf{e}_k – заряд \mathbf{k} -ой частицы системы, причём сама частица подразумевается как точечная частица. Из (180) вытекает, что φ – статический потенциал системы частиц

$$\varphi(\mathbf{x}) = \sum_k (\mathbf{e}_k / |\mathbf{x}_k - \mathbf{x}|). \quad (181)$$

Исключая \mathbf{H} из (174) и (176), находим

$$\text{rot rot } \mathbf{E} + (1/c^2)(\partial^2 \mathbf{E} / \partial t^2) = - (4\pi/c)(\partial \mathbf{j} / \partial t). \quad (182)$$

Подставляя (178) и (179) в волновое уравнение для системы, находим

$$[(d^2 \mathbf{p}_v / dt^2) + \omega_v^2 \mathbf{p}_v] \mathbf{E}_v = \nabla (\partial^2 \varphi / \partial t^2) - 4\pi (\partial \mathbf{j} / \partial t). \quad (183)$$

Умножив (183) на одну из собственных функций, обозначаемых через \mathbf{E}_v , проинтегрируем по всему объёму заданного пространства, в котором заключено поле, учитывая при этом условия ортогональности, нормировки и граничные условия $\mathbf{E} \times \mathbf{n}_0 = 0$, а также $(\mathbf{E} \cdot \mathbf{n}_0) = 0$, получим дифференциальное уравнение вида

$$(d^2 \mathbf{p}_v / dt^2) + \omega_v^2 \mathbf{p}_v = - \sum_k \mathbf{e}_k \mathbf{V}_k \mathbf{E}_v(\mathbf{k}) = (1/c) \sum_k \mathbf{e}_k \mathbf{V}_k \mathbf{A}_v(\mathbf{k}), \quad (184)$$

где \mathbf{V}_k – скорость \mathbf{k} -ой частицы.

Это уравнение, а также уравнения для \mathbf{q}_v и уравнения движения частиц содержатся в следующей функции Гамильтона:

$$\begin{aligned} \mathbf{H} = & 0,5 \sum_v (\mathbf{p}_v^2 + \omega_v^2 \mathbf{q}_v^2) + \sum_k (1/2 m_k) [\mathbf{p}_k - (\mathbf{e}_k/c) \mathbf{A}(\mathbf{k})]^2 + \\ & + 0,5 \sum_{i \neq k} (\mathbf{e}_i \mathbf{e}_k / r_{ik}), \end{aligned} \quad (185)$$

где m_k , \mathbf{p}_k – масса и канонический импульс \mathbf{k} -ой частицы, r_{ik} – расстояние между i -ой и \mathbf{k} -ой частицами, $\mathbf{A}(\mathbf{k})$ – вектор-потенциал в месте нахождения \mathbf{k} -ой частицы, равный

$$\mathbf{A}(\mathbf{k}) = \sum_v \mathbf{q}_v \mathbf{A}(\mathbf{x}_k), \quad \text{div } \mathbf{A} = 0. \quad (186)$$

Калибровка потенциала выбрана таким образом, что вектор-потенциал описывает только поперечное поле. Канонические уравнения, следующие из функции Гамильтона (185), имеют вид:

$$\begin{aligned} d\mathbf{p}_v / dt = & - \omega_v^2 \mathbf{q}_v + (1/c) \sum_k \mathbf{e}_k \mathbf{V}_k \mathbf{A}_v(\mathbf{k}), \\ d\mathbf{q}_v / dt = & \mathbf{p}_v \end{aligned} \quad (187)$$

$$m_k (d\mathbf{V}_k / dt) = \mathbf{e}_k \mathbf{E}(\mathbf{k}) + (\mathbf{e}_k/c) [\mathbf{V}_k \times \mathbf{H}(\mathbf{k})], \quad (188)$$

где V_k связано с каноническим импульсом соотношением

$$V_k = [p_k - (e_k / c) A(k)] / m_k. \quad (189)$$

Уравнения (187) эквивалентны уравнениям Максвелла. В частности, после исключения q_v приходим к полученному выше результату для p_v . Уравнения (188) – суть уравнения движения частиц (в нерелятивистском приближении).

Для решения конкретных задач удобно выделить из гамильтониана (185) энергию взаимодействия с полем излучения как в (162): $H = H_0 + V$, где H_0 – невозмущённый гамильтониан системы, состоящей из частиц, взаимодействующих между собой по закону Кулона, плюс свободное поле излучения

$$H_0 = \sum_k (p_k^2 / 2m_k) + 0,5 \sum_{i \neq k} (e_i e_k / r_{ik}) + 0,5 \sum_v [p_v^2 + \omega_v^2 q_v^2], \quad (190)$$

а энергия взаимодействия с полем имеет вид

$$V = - 0,5 \sum_k (e_k / m_k c) [p_k A(k) - A(k) p_k] + \sum_k (e_k^2 / 2m_k c) A^2(k). \quad (191)$$

Как известно, коммутатор p_k с A имеет вид

$$p_k A - A p_k = - (i \hbar / 2\pi) \operatorname{div} A. \quad (192)$$

При выбранной калибровке потенциалов $\operatorname{div} A = 0$ и p_k коммутирует с A , поэтому энергию взаимодействия можно переписать в виде

$$V = - \sum_k (e_k / m_k c) p_k A(k) + \sum_k (e_k^2 / 2m_k c) A^2(k). \quad (193)$$

Пусть гамильтониан возмущения V содержит временную зависимость. Стационарное (невозмущённое) уравнение Шрёдингера

$$(i \hbar / 2\pi) [\partial \psi_0 / \partial t] = H_0 \psi_0 \quad (194)$$

имеет решение

$$\psi_0 = \sum_n a_n^{(0)} u_0^{(n)} \exp [- (2\pi i / \hbar) E_0^{(n)} t], \quad (195)$$

где $a_n^{(0)}$ – постоянные коэффициенты, $u_0^{(n)}$ – собственные функции уравнения

$$H_0 u_0^{(n)} = E_0^{(n)} u_0^{(n)}. \quad (196)$$

Следует иметь в виду, что в разрешаемой задаче волновая функция ψ_0 (невозмущённая) и волновая функция ψ (искомая, возмущённая) являются 6-вектором вида (157). Требуется найти решение уравнения Шрёдингера для системы с гамильтонианом H , которое точно не решается.

Представим решение возмущённого уравнения Шрёдингера

$$(i \hbar / 2\pi) [\partial \psi / \partial t] = (H_0 + V) \psi \quad (197)$$

в следующем виде

$$\psi = \sum_n a_n(t) u_0^{(n)} \exp [- (2\pi i / \hbar) E_0^{(n)} t], \quad (198)$$

где $\mathbf{a}_n(t)$ – коэффициенты разложения, подлежащие определению. Подставим (198) в (197), затем, умножив полученное равенство слева на $\mathbf{u}_0^{+(s)}$ (здесь знак плюс обозначает эрмитову сопряжённость) и воспользовавшись свойством ортонормированности функций $\mathbf{u}_0^{(n)}$ и $\mathbf{u}_0^{+(s)}$ и уравнением (196), получаем:

$$\mathbf{a}_s = - (2\pi i / \hbar) \sum_n \mathbf{a}_n \langle s | \mathbf{V} | n \rangle \exp \{ (2\pi i / \hbar) [E_0^{(s)} - E_0^{(n)}] t \}, \quad (199)$$

где

$$\langle s | \mathbf{V} | n \rangle = \mathbf{u}_0^{+(s)} \mathbf{V} \mathbf{u}_0^{(n)} = \int_0^t \mathbf{u}_0^{(n)} \mathbf{V} \mathbf{u}_0^{(n)} dx = \mathbf{V}_{sn}. \quad (200)$$

Система уравнений (199) для \mathbf{a}_s является точной, а не приближённой, так что фактически она эквивалентна точному уравнению Шрёдингера (197). Будем, однако, решать эти уравнения приближённо, методом итераций: подставим в правую часть (199) коэффициенты невозмущённого решения $\mathbf{a}_n(0)$ в качестве первого приближения к $\mathbf{a}_n(t)$. Приближённое выражение для $\mathbf{a}_s(t)$ после интегрирования по времени записывается в виде

$$\mathbf{a}_s(t) \approx \mathbf{a}_s(0) - (2\pi i / \hbar) \sum_n \mathbf{a}_n(0) \int_0^t \mathbf{V}_{sn} \exp \{ (2\pi i / \hbar) [E_0^{(s)} - E_0^{(n)}] t \} dt \quad (201)$$

Для практически важного частного случая пусть при $t = 0$ система находится в состоянии \mathbf{n} . Тогда $\mathbf{a}_n(0) = 1$, а все другие коэффициенты равны нулю. Отсюда

$$\mathbf{a}_s(t) = - (2\pi i / \hbar) \int_0^t \mathbf{V}_{sn}(t) \exp \{ (2\pi i / \hbar) [E_0^{(s)} - E_0^{(n)}] t \} dt \quad \text{при } s \neq n. \quad (202)$$

Матричный элемент $\mathbf{V}_{sn}(t)$ определяет переход из состояния \mathbf{n} в состояние \mathbf{s} . Пусть он не зависит от времени. Тогда интеграл (202) равен

$$\mathbf{a}_s(t) = - \mathbf{V}_{sn} \{ \exp \{ (2\pi i / \hbar) [E_0^{(s)} - E_0^{(n)}] t \} - 1 \} / [E_0^{(s)} - E_0^{(n)}]. \quad (203)$$

Вероятность перехода за время t (время действия возмущения при переходе из состояния \mathbf{n} в одно состояние \mathbf{s}) равна

$$|\mathbf{a}_s(t)|^2 = 4 |\mathbf{V}_{sn}|^2 \sin^2 \{ (\pi t / \hbar) [E_0^{(s)} - E_0^{(n)}] \} / [E_0^{(s)} - E_0^{(n)}]^2. \quad (204)$$

Отсюда вероятность перехода во все состояния вообще находится из выражения

$$\begin{aligned} P(t) &= \sum_s |\mathbf{a}_s(t)|^2 = 4 |\mathbf{V}_{sn}|^2 \sum_s \sin^2 \{ (\pi t / \hbar) [E_0^{(s)} - E_0^{(n)}] \} / [E_0^{(s)} - E_0^{(n)}]^2 = \\ &= 4 |\mathbf{V}_{sn}|^2 \rho(E_n) \int \{ \sin^2 (\pi t / \hbar) [E^{(s)} - E^{(n)}] / [E^{(s)} - E^{(n)}]^2 \} d[E^{(s)} - E^{(n)}] = \\ &= (4\pi^2 t / \hbar) |\mathbf{V}_{sn}|^2 \mu(E_n). \end{aligned} \quad (205)$$

Здесь интегрирование даёт $(\pi^2 t / \hbar)$ (известный несобственный интеграл вида

$$\int_{-\infty}^{+\infty} [\sin^2 \alpha x / x^2] dx = \pi \alpha ,$$

$\mu(E_n)$ = числу состояний \mathbf{s} в единичном интервале энергий в окрестности E_n . Вероятность перехода в единицу времени равна

$$P(t) = (4\pi^2 / \hbar) |\mathbf{V}_{sn}|^2 \mu(E_n). \quad (206)$$

Таким образом, выше обсуждены некоторые приёмы, с помощью которых можно записать и решить уравнение Шредингера в присутствии возмущения как функции времени. В результате такого решения возможно будет найти собственные значения и собственные функции электромагнитного поля как б-вектора, то есть определить величину «красного смещения».

Конкретное решение уравнения Шредингера для волновой функции ψ как б-вектора требует представления последней в явном виде, из которого следовала бы зависимость энергии фотона от изменения его поляризации в нестационарном режиме взаимодействия со средой. При этом из решения уравнения Шредингера можно было бы найти изменение энергии фотона при его взаимодействии со структурой движения микрочастиц среды (при изменении брюллиэновского угла на величину $\Delta\phi_\Sigma$ за время взаимодействия Δt^* , как это следует из (60)).

Кстати говоря, концепция Брюллиэна о представлении поляризации фотона ориентацией его спина относительно волнового вектора находится в полном согласии с выдвинутой автором концепцией о характеристике поляризационного состояния фотона (электромагнитной волны) поляризационным вектором Π_ϕ согласно (166) и (167). Действительно, для полного описания поляризации Брюллиэн предлагает вращать вектор-спин фотона относительно его волнового вектора в двух ортогональных плоскостях, одна из которых совпадает с волновым вектором фотона, а другая ортогональна ему. Вращение вектора-спина фотона в первой из указанных плоскостей адекватно изменению координаты ξ_α (углов α), а во второй – изменению координаты ξ_β (углов β) в выражениях (166) и (167), предложенных автором. Однако, представление поляризационного состояния фотона вектором Π^* (звёздочка означает нормированность этого вектора по модулю согласно (168)) более удобно, поскольку позволяет в явном виде представлять изменение характера поляризации фотона $|\Delta\Pi^*|$ величиной отрезка, соединяющего две изображающие точки на квадрате поляризаций, либо величиной длины кривой, отвечающей изменению поляризации фотона и расположенной внутри этого квадрата.

Таким образом, задание изменения характера поляризации фотона при его взаимодействии со средой величиной длины годографа вектора поляризации данного фотона (во времени и в пространстве) позволяет определить дефект энергии для этого фотона, то есть величину «красного смещения» фотона, поскольку имеет место соотношение

$$\partial W / |\partial \Pi^*| = A(@, \nu), \quad (207)$$

где $A(@, \nu)$ – некоторая функция от величины коэффициента *деполяризационного трения* и частоты ν фотона.

Отметим, что выражение (207) согласуется с выражением (64) и представляет сущность обнаруженной закономерности. Производная энергии фотона по модулю вектора поляризации означает, что эта закономерность соблюдается независимо от направления движения вектора поляризации фотона, а постоянная $A(@, \nu)$ для заданных величин $@$ и ν является инвариантной по отношению к замене знака аргумента (167) поляризационного вектора Π^* . Согласно закономерности сохранения поляризации ЭМВ значение величины

$$0 < A(@, \nu) < \infty, \quad (208)$$

где ограничение снизу отражает сущность дефекта энергии фотона в актах его деполяризации, а ограничение сверху вытекает из общих закономерностей в природе, исключающих скачок энергии, то есть представление энергии в виде δ -функции. Последнее согласуется с экспериментальными данными, в силу которых мы не наблюдаем, например, исчезновение фотона как некоторой конечной порции энергии при изменении его поляризации.

Выражение (207) можно переписать в следующей форме

$$dW / dt = (\partial W / |\partial \Pi^*|) * (\partial / \partial t) [(\partial \Pi^* / \partial x)x + (\partial \Pi^* / \partial y)y + (\partial \Pi^* / \partial z)z] \quad (209)$$

Полагая для простоты рассуждений, что

$$\partial |\Pi^*| / \partial x = \partial |\Pi^*| / \partial y = 0 \quad (210)$$

и что фотон распространяется коллинеарно оси z , а также что $dz/dt = c/n$ (n –показатель преломления среды), выражение (209) приводится к виду

$$dW / dt = (\partial W / |\partial \Pi^*|) * (|\partial \Pi^*| / \partial z) c / n . \quad (211)$$

Поскольку произведение

$$(\partial W / |\partial \Pi^*|) (c/n) = A(@,v) (c/n) = \text{const} (z,t) , \quad (212)$$

то нетрудно понять, что должно соблюдаться неравенство

$$0 \leq |\partial \Pi^*| / \partial z < \infty , \quad (213)$$

по смыслу вытекающее из неравенства для изменения энергии

$$0 \leq dW / dt < \infty , \quad (214)$$

справедливость верхнего предела которого обоснована тем, что в природе не существует скачков энергии до бесконечности.

Интересно отметить, что в силу (213) поляризация фотона не может измениться мгновенно ни в пространстве, ни во времени (для $\Delta z = 0$ и $\Delta t = 0$ соответственно), так как имеет место связь $\Delta z = c \Delta t / n$.

Выражение (211) в общем случае трансформируется к виду

$$(n/c) (dW / dt) = (\partial W / |\partial \Pi^*|) * \nabla (|\partial \Pi^*|) , \quad (215)$$

где оператор набла ∇ определён в (143). При этом выражение (215) означает, что изменение энергии фотона во времени в процессах деполяризации суть произведение двух параметров: параметра, выражающего собственные свойства фотона изменять свою энергию в нестационарных процессах деполяризации, а также параметра, выражающего собственные свойства деполяризующей фотон среды (деполяризационные свойства среды, определяемые её физической структурой и состоянием), то есть смысл выражения (215) согласуется со смыслом выражений (25) – (39). В операторной форме выражение (215) может быть представлено произведением операторов

$$H^+ = \Phi^+ * \Pi^+ , \quad (216)$$

причём для оператора преобразования энергии фотона Φ^+ и оператора поляризационного преобразования Π^+ имеют место условия коммутативности

$$[\Phi^+ , \Pi^+] = 0 , \quad (217)$$

из которых с учётом (170) следует, что соотношение (212) оказывается справедливым, и для обобщённых координат оно может быть записано в виде

$$\partial W / |\partial \Pi^*| = A(@, v) = \text{const} (q, t), \quad (218)$$

где q – обобщённая координата пространства.

Представление поляризационного состояния фотона в виде вектора Π^* , проведённого из начала координат $\xi_\alpha = \xi_\beta = 0$ квадрата поляризаций к некоторой точке ξ_{ji} , расположенной внутри или на гранях этого квадрата, образуемого множеством точек, представленных матрицей преобразования Π^+ согласно (173a), представляет значительные удобства и даёт возможность проведения аналогий с энергетическим потенциалом механических систем. Инвариантность деполяризационного дефекта энергии фотона по отношению к замене знака у аргумента поляризационного вектора, указанная в (218), отражает зависимость энергетических потерь фотоном от формы траектории годографа поляризационного вектора Π^* внутри квадрата поляризаций. Иначе говоря, деполяризационный дефект энергии фотона зависит количественно не только от начальной и конечной изображающих точек квадрата поляризаций, между которыми заключён некоторый отрезок годографа поляризационного вектора, но также зависит от *длины* этого отрезка $\Delta l''$, то есть от формы годографа, соединяющего указанные точки. Интересно отметить при этом, что, в противоположность этому, работа по перемещению заряда в потенциальном поле, например, не зависит от формы траектории его перемещения, а определяется лишь расстоянием по прямой между начальной и конечной точками такого перемещения заряда, а также от косинуса угла, образованного между отрезком, соединяющим указанные точки пространства, и вектором напряжённости электрического поля, внутри которого движется рассматриваемый заряд.

Таким образом, для заданного координатами ξ_α и ξ_β функционального пространства (плоскости, ограниченной квадратом поляризаций с нормированной длиной стороны) изменение энергии фотона при его взаимодействии со средой определяется простым измерением длины годографа вектора поляризации $\Delta l''$ между начальной ξ_{kr} и конечной ξ_{ls} точками квадрата поляризаций, полный набор точек которого задан матрицей (173a), а именно

$$\Delta W = A(@, v) \int_{t_0}^t [(\partial \xi_\alpha / \partial t)^2 + (\partial \xi_\beta / \partial t)^2] dt, \quad (219)$$

где t_0 – начальный момент времени, соответствующий поляризации фотона до взаимодействия со средой, то есть характеризуемой начальной точкой ξ_{kr} квадрата поляризаций, t – текущий момент времени, соответствующий интегрально изменённому значению поляризации фотона, характеризуемой конечной точкой ξ_{ls} квадрата поляризаций.

Интеграл (219) определяет длину годографа $\Delta l''$ поляризационного вектора Π^* между точками ξ_{kr} и ξ_{ls} , причём значения поляризаций фотона в указанных точках определяются начальными и конечными условиями вида:

$$|\Pi^*(t_0)| = |\Pi^*(\xi_\alpha, \xi_\beta)|_{t=t_0} = (\xi_{\alpha k}^2 + \xi_{\beta r}^2)^{1/2} \quad (220)$$

- для точек ξ_{kr} и

$$|\Pi^*(t)| = |\Pi^*(\xi_\alpha, \xi_\beta)|_t = (\xi_{\alpha l}^2 + \xi_{\beta s}^2)^{1/2} \quad (221)$$

- для точек ξ_{ls} .

С учётом (173) выражения (220) и (221) принимают вид

$$|\Pi^*(t_0)| = [(k/1,41n)^2 + (r/1,41n)^2]^{1/2} = (0,707/n)(k^2 + r^2)^{1/2} \quad (222)$$

$$|\Pi^*(t)| = [(l/1,41n)^2 + (s/1,41n)^2]^{1/2} = (0,707/n)(l^2 + s^2)^{1/2} \quad (223)$$

В случаях однородных оптически активных сред, однородных анизотропных сред и т.д., в которых все атомы до взаимодействия с ними фотонов характеризуются вектором поляризационного состояния Π_a , составляющим постоянный угол φ_Σ с вектором поляризации фотонов Π_Φ (эти векторы взяты из выражений (25)-(39)), годограф $\Delta l''$ поляризационного вектора Π^* фотона на плоскости квадрата поляризаций будет представлять собой прямую линию, соединяющую точки ξ_{kr} и ξ_{ls} . Длина такого прямолинейного годографа

$$\Delta l^* = \text{Min} (\Delta l'') = \text{Min} (|\Delta \Pi^*|) = (0,707/n)[(l - k)^2 + (s - r)^2]^{1/2} . \quad (224)$$

При этом отрезок годографа (224) для начального и конечного поляризационных векторов фотона определяет условие минимума дефекта энергии фотона в процессе его заданной деполаризации. Все другие формы указанного отрезка годографа $\Delta l''$, отличные от прямолинейной, характеризуют процессы деполаризации фотона в среде, протекающие с большей затратой энергии фотоном, то есть приводящие к более сильному «красному смещению». Следовательно, минимум дефекта энергии фотонного поля в среде достигается, когда процесс деполаризации подчиняется выражению (224) для изображающих точек ξ_{kr} и ξ_{ls} квадрата поляризаций, и равен

$$\Delta W_{\min} = A(@,v) (0,707/v)[(l - k)^2 + (s - r)^2]^{1/2} . \quad (225)$$

Отношение (219) к (225) всегда больше или равно единице, что является следствием инвариантности деполаризационного дефекта энергии фотоном к замене знака аргумента вектора поляризации Π^* . Для указанного выше случая движения заряда в потенциальном поле такое отношение всегда равно единице.

Тот факт, что дефект энергии фотона в процессах его деполаризации для заданных начального и конечного состояний (соответственно в моменты времени t_0 и t) зависит от длины отрезка годографа $\Delta l''$, и следовательно, от формы годографа в плоскости квадрата поляризаций, имеет весьма наглядную адекватную модель в механике. Так, если рассматривать работу по перемещению некоторого тела массой M на горизонтальной плоскости между заданными начальной и конечной точками (аналогично точкам ξ_{kr} и ξ_{ls}), то величина этой работы, как понятно, определяется произведением силы трения по перемещению данного тела с постоянной скоростью на пройденный им путь, то есть зависит от длины траектории движения тела на плоскости

$$\Delta A = k_{тр} g M \Delta l' , \quad (226)$$

где $k_{тр}$ - коэффициент трения тела о горизонтальную плоскость, g – ускорение свободного падения ($9,81 \text{ м/сек}^2$). $\Delta l'$ – расстояние, пройденное телом от начальной до конечной точек на плоскости. Сравнивая (219) с (226), усматриваем некую аналогию процессов деполаризационного «трения» при нестационарном взаимодействии волнового поля с анизотропным веществом с величиной работы по перемещению механического тела против сил трения.

Концепция квантования электромагнитного поля, используемая в квантовой механике, приводит к представлению также и квантованности поляризационных состояний у фотона, например, на основе матрицы состояний (173a). Такое представление следует считать условным, каковой является и условность квантования волнового поля по энергии (введение фотона как кванта энергии в квантовой механике), однако оно удобно, так как позволяет применить математический аппарат квантовой теории поля при решении возмущённого уравнения Шредингера (197), в котором волновая функция электромагнитного поля записывается в виде 6-вектора (157).

На основе представлений о квантованности поляризационных состояний фотонов можно постулировать следующие утверждения:

1. Фотон может находиться в одном из $K \times K$ устойчивых состояний поляризации, назовём эти состояния *полярионами*.
2. Одновременно фотон не может находиться в нескольких состояниях поляризации, то есть характеризоваться более, чем одним полярионом.
3. Изменение поляризационного состояния фотона происходит при его взаимодействии со средой, вне этой среды поляризационное состояние фотона устойчиво.

Введение концепции полярионов приводит к необходимости оценки их числа в фотоне в зависимости от его сортности (частоты фотона). Поскольку изменение поляризации фотона происходит под действием среды (атомов и молекул вещества), то целесообразно связать значение поляризационных интервалов между смежными полярионами фотона

$$\Delta\Pi_v = \Pi_{(j+1), i} - \Pi_{ji} = \Pi_{j, (i+1)} - \Pi_{ji} = \text{const } (j, i) \quad (227)$$

со спектро-энергетическими характеристиками излучения данного *вещества*, которое непосредственно влияет на деполяризацию фотона в нём, в частности, с естественной шириной линии излучения атомами вещества. Это тем более согласуется с постулаторным утверждением, высказанным автором в подразделе 4.2.1, что атомы вещества могут поглощать или испускать только определённые порции энергии, равные по величине $h\nu_0$. Как известно, естественная ширина спектральной линии (радиационная ширина) является *универсальной константой* и не зависит от излучающей системы. Она находится так:

$$2\delta\lambda = 4\pi e^2 / 3m_0 c^2 = 1,2 \cdot 10^{-4} \text{ \AA}^\circ, \quad (228)$$

где $2\delta\lambda$ – естественная ширина спектральной линии в длинах волн,

e и m_0 – заряд и масса электрона, c – скорость ЭМВ в пустоте.

Радиационная ширина определяет возможную предельную меру точности определения энергии фотона через его частоту ν по формуле Планка и равна из (228)

$$\Delta\nu_{\text{ест.}} = 4\pi e^2 \nu^2 / 3m_0 c^3 \quad (229)$$

Если предположить, что каждому поляриону фотона соотносится порция энергии $h\Delta\nu_{\text{ест.}}$, то можно оценить общее количество квантованных состояний поляризации - полярионов в фотоне как

$$N_\nu = K^2 = \text{Ent } [\nu / \Delta\nu_{\text{ест.}}] = \text{Ent } [3m_0 c^3 / 4\pi e^2 \nu], \quad (230)$$

причём число N_ν зависит только от сортности фотона – его частоты (а точнее, от энергии, которую атом может поглотить или переизлучить $h\nu$, поскольку естественная спектральная ширина линии есть атрибут **не фотона**, а атома вещества, с которым фотон лишь взаимодействует, не изменяя само вещество). Справедливость же утверждения (227) о равенстве поляризационных интервалов $\Delta\Pi_v$ обоснована фактом равной вероятности нахождения фотона в любом из возможных состояний его поляризации.

Согласно (230) фотоны больших энергий имеют меньшее количество полярионов – устойчивых состояний его поляризации. Продолжая эту мысль, приходим к пороговому уровню по частоте фотонов, при которой фотон имеет лишь один полярион $n_\nu = 1$, равному

$$\nu_{\text{пор}}^* = 3m_0 c^3 / 4\pi e^2, \quad (231)$$

и частота таких колебаний $\nu_{\text{пор}}^*$ лежит в диапазоне жёстких гамма-квант, исследование поляризации которых науке пока недоступно. Эта частота представлена мировыми константами, в связи с чем сама является некоторой *новой константой*. Интересно, что такой жёсткий гамма-квант обладает колоссальной энергией $\langle E_{\varphi} \rangle = h \nu_{\text{пор}}^*$ и массой движения $\langle m_{\varphi}^* \rangle = h \nu_{\text{пор}}^* / c^2$. Подставляя в (231) значения входящих в неё величин, получим

$$\begin{aligned}\nu_{\text{пор}}^* &= 3 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг} \cdot (3 \cdot 10^8 \text{ м/с})^3 / 4 \cdot 3,14 \cdot (1,602 \cdot 10^{-19} \text{ кул})^2 = 2,2867 \cdot 10^{32} \text{ Гц}, \\ \langle E_{\varphi} \rangle &= 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Дж/Гц} \cdot 2,2867 \cdot 10^{32} \text{ Гц} = 0,15138 \text{ Дж}, \\ \langle m_{\varphi}^* \rangle &= 0,15138 \text{ Дж} / (3 \cdot 10^8 \text{ м/с})^2 = 1,682 \cdot 10^{-18} \text{ кг} = 1,848 \cdot 10^{12} \cdot m_0.\end{aligned}\quad (232)$$

Интересно отметить, что $\nu_{\text{пор}}^*$ почти на порядок больше релятивистской частоты ν_p , которая равна $\nu_p = c^2 / (\gamma h) = 2,5487 \cdot 10^{31} \text{ Гц}$, где γ - гравитационная постоянная. Не исключено, что при таких уровнях энергии-массы эти сверхжёсткие кванты проходят в веществе без всякого взаимодействия, не изменяя своей поляризации, как это имеет место феноменологически с загадочной частицей *нейтрино*.

Квантование поляризации фотона на N_{ν} компонент согласно (173a) наводит на мысль, что каждому из полярионов можно приписать порцию энергии фотона, равную

$$W_{\text{пол.}}(\nu) = h\nu/2N_{\nu} \text{ или } W_{\text{пол.}}(\nu) \approx (h\nu / N_{\nu})[1 - \exp(-k^>)], \quad (233)$$

где $k^>$ - некоторая неизвестная постоянная, определяющая долю энергии поляриона, расходуемую при нестационарном взаимодействии с атомом среды, в связи с чем имеет место вторичное излучение ЭМВ и явление «красного смещения». Экспоненциальный множитель в выражении (233) обосновывается из общих соображений, в частности, в силу того, что большинство процессов, связанных с установлением каких-либо равновесных состояний, происходит экспоненциально.

Отметим, что для световых фотонов, например, для излучения твердотельного лазера на неодимовом стекле при $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$, число полярионов у фотона $N_{\nu} = 1,78 \cdot 10^{18}$, так что невозможно опытно установить квантованность поляризационных излучений: фактически такие фотоны могут иметь любую поляризацию.

Указанное в (231) предельное значение частоты фотона заставляет задуматься о возможном способе генерирования таких колебаний и над теми парадоксами, которые при этом возникают. Если полагать, что электромагнитное излучение любой частоты возникает, например, вследствие колебательного движения заряда (электрона), то по закону сохранения энергии можно использовать соотношение между энергией полученного фотона и энергией колеблющегося электрона

$$h \nu_{\text{пор}}^* = m_0 \omega^2 A^2 / 4, \quad (234)$$

где m_0 , ω и A – соответственно масса, угловая частота и амплитуда колебаний электрона. При гармоническом колебании электрона его максимальная скорость равна $V_{e \text{ max}} = \omega A$. Тогда из (234) с учётом (231) находим

$$V_{e \text{ max}} = (3hc^3/\pi e^2)^{1/2} \gg c, \quad (235)$$

что невозможно согласно постулату Эйнштейна о пределе скорости света. Приравнявая энергию фотона с частотой ν_{max} энергии колебательного гармонического движения элек-

трона, приходим к выражению для максимальной частоты ν_{\max} образующегося фотона при условии равенства максимальной скорости движения электрона скорости света:

$$\nu_{\max} = m_0 c^2 / 4h = 3,0929 \cdot 10^{19} \text{ Гц} \quad (236)$$

Из рассмотрения получаемой в (236) величины частоты фотона ν_{\max} приходим к суждению о якобы невозможности достижения её, хотя это противоречит фактическим данным, и спектр электромагнитных полей не ограничивается значением из (236). Из этого физического «тупика», казалось бы, должны следовать на выбор четыре гипотезы:

1. Электромагнитные поля могут возникать от колебательного движения заряда, не связанного с какой-либо массовой частицей (имеющей массу покоя, как электрон), то есть заряд (электрический или магнитный) может быть сосредоточен сам по себе, вне массовой частицы.

2. Электромагнитное поле может возникать не только в силу закона Фарадея об электромагнитной индукции, то есть не только в силу ускоренного движения заряда.

3. Неверным является само утверждение о пределе скорости материальных объектов (заряженных частиц, имеющих массу покоя), равном скорости света в пустоте.

4. Электромагнитное поле возникает при колебаниях более тяжёлых, чем электрон, заряженных частиц (протонов и их групп).

Первые три названные гипотезы отрицаются современной физикой, но тогда нельзя объяснить, как могут возникать электромагнитные поля с частотами, выше указанной в (236) величины? Четвёртая гипотеза не даёт ответа на вопрос, как при этом колеблются электроны? Это и есть парадокс – *парадокс частоты*.

Попытка объяснения этого парадокса может быть найдена с учётом релятивистского увеличения массы колеблющегося электрона по формуле $m[V(t)] = m_0 / (1 - \beta^2)^{1/2}$, где $\beta = V(t)/c$. Тогда из (236) с учётом релятивистской поправки для колебаний электрона с частотой $\nu_{\text{пор}}^* = 3m_0 c^3 / 4\pi e^2$ согласно (231) получаем уравнение вида:

$$3hc / \pi e^2 = \beta^2 / (1 - \beta^2)^{1/2}, \quad (237)$$

решение которого относительно переменной β с учётом того, что $3hc/\pi e^2 \gg 1$, приводит к предельному условию:

$$\lim_{\nu \rightarrow \nu_{\text{пор}}^*} V(t) = c, \quad \beta(\nu_{\text{пор}}^*) = 1, \quad (238)$$

что к ранее указанному дополнительно свидетельствует о предельном значении частоты электромагнитных колебаний согласно (231), хотя, строго говоря, условие (238) соблюдается и для иных частот в окрестности частоты $\nu_{\text{пор}}^*$, если пренебречь малыми членами разложения $(1 + \epsilon)^{1/2} = 1 + \epsilon/2 + \dots$ выше второго при $\epsilon \ll 1$. Отметим в связи с указанным, что выражение (231) получено, исходя из равновеликости энергии $h\Delta\nu_{\text{ест.}}$ для всех полярионов. Однако если полагать, что предела частоты электромагнитного излучения не существует ($\nu \rightarrow \infty$), то придётся использовать релятивистскую поправку применительно к величине естественной ширины линии $\Delta\nu_{\text{ест.}}$, и тогда полярионы с ростом частоты ЭМ-поля будут неэквидистантно распределены по величине их энергии.

Одним из следствий обнаруженной закономерности является, как указывалось в разделе 2 заявки, так называемый «*Вращательный электродинамический эффект*», экспериментальное подтверждение которого доказывает *свойство* фотона сохранять неизменной свою поляризацию как проявление некой инерции, которое также находится в полном

согласии с концепцией Эйнштейна о переизлучении фотона возбуждённым атомом вещества с той же поляризацией, какую имел фотон, поглощённый этим атомом, на чём основана, например, работа оптического квантового генератора (вынужденное излучение). Рассмотрение этого эффекта выходит за рамки данной заявки, поскольку составляет предмет другого научного феномена.

5. Область научного и практического значения

Данное открытие позволяет дополнить и, главным образом, обобщить научные представления о природе электромагнитного поля как одной из форм существования материи, которой присущи те же закономерности, которые установлены для «ощутимой» материи законами механики, в частности, законом инерции Ньютона. Поляризация волнового поля выступает в качестве меры инерции для этой формы существования материи и проявляется в сопротивлении всякому её изменению под действием среды, в которой волна распространяется, вызывая своим сопротивлением адекватное действие на микрочастицы этой среды, притом такое, посредством которого микрочастицы среды меняют свою структуру движения (микрочастицы всегда находятся в каком-то движении, но под действием поля оно как-то упорядочивается), чем уменьшают своё деполяризующее влияние на поляризацию волнового поля, а последнее ослабляет своё влияние на структуру движения микрочастиц среды в указанном направлении, что в конце концов приводит систему «волновое поле-среда» в равновесное в смысле взаимного влияния состояние, которым завершается так называемое нестационарное взаимодействие волнового поля со средой. В процессе указанного нестационарного взаимодействия волнового поля со средой поле затрачивает часть своей энергии на изменение структуры движения микрочастиц среды, что выражается в «красном смещении» части волнового поля, участвующей в таком изменении структуры движения микрочастиц среды, а последняя реагирует на такое воздействие излучением энергии в форме вторичной электромагнитной волны с другим, более низкочастотным, спектром в полном соответствии с законом сохранения энергии. Поскольку микрочастицы среды относятся к форме материи, которую мы привыкли считать «ощутимой», то есть имеющей массу покоя с явно присущим ей свойством инерции, то указанное *силовое* взаимодействие волнового поля и микрочастиц среды доказывает идентичность природы материи вообще, независимо от форм её существования (механической или электромагнитной), и действие *поляризационной* «силы» вызывает адекватное противодействие силы механической со стороны микрочастиц среды, или наоборот. А то, как быстро осуществляется равновесное состояние в системе «волновое поле-среда», то есть, выражаясь в терминах второго закона механики, с каким ускорением система стремится достичь равновесия, определяется начальными условиями нестационарного взаимодействия.

Таким образом, одно из главных достижений, которое получено благодаря данному открытию, - это доказательство общности природы материи, включая материю энергетическую, то есть в форме электромагнитных волн (поля фотонов или поля квантов). До сих пор в науке электромагнитная энергия выступала в роли *виртуальной материи*, без рассмотрения её инерциальных свойств, поэтому данное открытие расширило диапазон наших знаний об этой невидимой или видимой, но не осязаемой, форме материи. И даже в опытах Столетова по экспериментальному обнаружению давления света инерционные свойства волнового поля рассматривались под иным углом зрения – как передача импульса фотонного потока, однако совсем не рассматривалась инерционность состояния поляризации в волновом поле. Такое рассмотрение стало зримым и возможным в связи с экс-

периментальным обнаружением вторичных электромагнитных волн в веществе, в частности, анизотропном веществе, с которым волновое поле взаимодействует *нестационарно*.

Другим достижением науки в свете обнаруженной закономерности является возможность достаточно чёткого и ясного объяснения явления «красного смещения», которое является экспериментальным фактом, но в данное время всё ещё находит двойное, как минимум, объяснение: «старением фотона» или проявлением доплеровского эффекта в разбегающихся галактиках. Во всяком случае «старение фотона» из чёрного ящика, вещи в себе стало явно обоснованным и понятным.

Введение квантово-механической концепции *полярионов* как квантовых состояний поляризации фотона, являющихся *устойчивыми* без воздействия на фотон материальной среды (например, анизотропной, нестационарной), позволяет решить задачу энергетической деформации фотонного поля в нестационарном процессе взаимодействия этого поля со средой на основе возмущённых уравнений Шредингера, и такая задача в настоящее время ещё не ставилась и не решалась в квантовой теории поля.

Установленная закономерность создаёт условия для развития новых направлений в науке и технике, так как возбуждение вторичных электромагнитных волн при нестационарном взаимодействии электромагнитной волны со средой (например, анизотропной) позволяет проводить исследование тонкой структуры таких взаимодействий, создавая новую базу для научного эксперимента и измерительной техники, позволяя углубить наши знания о природе материи.

Экспериментальный макет генератора вторичных электромагнитных волн, образующихся в анизотропной среде под действием оптической ударной волны оптического квантового генератора, действие которого с учётом предложенной теории послужило доказательством достоверности обнаруженной закономерности, о чём впервые было публично доложено автором в 1975 году на У Всесоюзном семинаре по оптоэлектронике в Институте проблем управления АН СССР, по существу был первым в мире генератором электромагнитных волн, полученных новым способом, по которому было выдано Авторское свидетельство СССР № 1380476 на «Способ генерирования электрических колебаний» по заявке Государственного оптического института им.С.И.Вавилова

На основе открытия стало возможным создание генерирующих приборов, которые могут быть использованы как в технике прецизионных измерений структуры излучения лазеров, работающих в режиме синхронизации мод при сверхмощных и сверхкоротких параметрах излучения, так и при исследовании свойств физических материалов и различных анизотропных сред, а также в спектроскопии. На основе таких генерирующих приборов можно создать детекторы жёстких гамма-излучений, исследовать поляризационную структуру таких излучений и её преобразование в соответствующих средах.

Существующий в физике дуализм в представлении природы электромагнитного волнового поля как чисто волнового процесса переноса энергии или корпускулярного - переноса энергии фотонами как частицами возник из-за различия в оценках тех или иных экспериментальных фактов, а также в связи с появлением квантовой теории как удобного математического инструмента описания при квантовании волнового поля по энергии. Этот дуализм – порождение человека, а не природная данность, и на самом деле дуализма быть не должно. Обнаруженная закономерность, как представляется автору, существенно сокращает дистанцию на пути устранения дуализма в наших воззрениях на природу материи, в частности, на природу электромагнитного поля, хотя и порождает массу новых вопросов и проблем, требующих своего объяснения, и этот процесс познания никогда не закончится: новые открытия поставят новые вопросы и проблемы, и так будет вечно.

Несколько отвлекаясь от предмета исследования в сторону философских воззрений, можно провести параллели между тем, как развивалась физика от Ньютона до Эйнштейна и после него – обычная школьная и релятивистская, и как может меняться представление о структуре волнового поля как непрерывного в пространстве-времени потока энергии и

квантованного потока корпускул энергии. Действительно, в сравнительно низкочастотном диапазоне спектра волновых полей вплоть до оптических хорошо работает электромагнитная теория, но при переходе к энергетически жёстким излучениям (рентгеновским, гамма-излучениям и выше по частоте) более наглядной становится корпускулярная концепция, и также, как скорость электромагнитной волны является недостижимым рубежом для материи, находящейся в так называемой механической фазе своего существования, что на сегодня является непреложным фактом, то же можно сказать и о верхней границе частоты электромагнитного поля.

6. Формула открытия

Теоретически установлена и экспериментально подтверждена неизвестная ранее закономерность сохранения поляризации электромагнитной волны в среде её распространения, заключающаяся в том, что всякое вынужденное изменение поляризации электромагнитной волны в процессе её нестационарного взаимодействия со средой вызывает такое изменение структуры движения микрочастиц этой среды, которое стремится уменьшить деполяризующее влияние среды на электромагнитную волну, а также уменьшить потери энергии той группы фотонов волнового поля, которая участвует в процессе нестационарного взаимодействия последнего со средой и является причиной возбуждения в ней вторичных электромагнитных волн.

7. Библиография

7.1 Ссылки в тексте заявки

1. О.Ф.Меньших, «Свето-магнитный эффект», заявка на предполагаемое открытие, зарегистрирована за № 32-ОТ-4540 от 30.06.1965г., Москва.

Першан, Ван-дер-Циль, Мальмстрём, «Обратный эффект Фарадея», доклад на IV Международной конференции по квантовой электронике в Пуэрто-Рико, 28-30.06.1965г. опубл. УФН, 88, № 1, 177, 1965г.

2. Л.Брюллиэн, Квантовая статистика, Харьков-Киев, Госнаучтехиздат, УССР, 1934г.

3. О.Ф.Меньших, «Устройство для обнаружения эффекта резонанса «красного смещения» электромагнитных волн в анизотропных средах», заявка № 20044128005/28 (030335) от 20.09.2004.

4. О.Ф.Меньших, «Устройство для измерения «красного смещения» плоско поляризованного когерентного излучения», заявка № 2004130335/28 (032984) от 15.10.2004.

7.2 Литература (сопутствующая)

1. О.Ф.Меньших, «Вращательный электродинамический эффект», заявка на предполагаемое открытие, зарегистрирована за № 32-ОТ-4488 от 9.09.1965г., Москва.

2. О.Ф.Меньших, «Способ генерирования электрических колебаний», Авторское

свидетельство СССР № **1380476** на пионерское изобретение по заявке № 3579112 от 15.04.1983г., Москва.

3. О.Ф.Меньших, «Устройство для генерирования электрических колебаний», заявка на изобретение № 1806942/26-9 от 7.07.1972г., Москва.

4. О.Ф.Меньших, «Генерирование микроволн в анизотропных средах действием оптической ударной волны», доклад на У Всесоюзном семинаре по оптоэлектронике, Институт проблем управления АН СССР, 22.04.1975 г., Москва.

5. О.Ф.Меньших, «Способ генерирования электрических колебаний и устройство для его реализации», заявка № 1809470/26-9 от 7.07.1972г., повторная заявка на изобретение № 2039868 /09 от 19.06.1978г., и затем переоформленная от имени ГОИ им.С.И.Вавилова заявка № 3579112 от 15.04.1983г., по которой выдано Авторское свидетельство СССР № 1380476 на пионерское изобретение, Москва.

6. О.Ф.Меньших, «Метод прецизионного измерения малых углов вращения плоскости поляризации когерентного излучения», журнал «Оптика и спектроскопия», том XXУШ, вып.5, 1970 г., Ленинград-Москва.

7. О.Ф.Меньших, «Исследование оптических свойств веществ (кристаллов) на основе обратного эффекта Фарадея», доклад на Всесоюзном симпозиуме по спектроскопии, Новосибирский научный центр, 6.09.1966 г., Новосибирск.

8. О.Ф.Меньших, «Дифференцирование волнового фронта импульсов когерентного света методами интерферометрии», доклад на Всесоюзном симпозиуме по спектроскопии, Новосибирский научный центр, 10.09.1966 г., Новосибирск.

Автор открытия:

О.Меньших

А н н о т а ц и я

Закон сохранения поляризации электромагнитных волн относится к области физики электромагнитного поля и его взаимодействия со средой, согласно которому всякое вынужденное изменение поляризации электромагнитной волны в процессе её нестационарного взаимодействия со средой вызывает такое изменение структуры движения микрочастиц этой среды, которое стремится уменьшить деполяризующее влияние среды на электромагнитную волну, а также уменьшить потери энергии той группы фотонов волнового поля, которая участвует в процессе нестационарного взаимодействия последнего со средой и является причиной возбуждения в ней вторичных электромагнитных волн.

Данная закономерность устанавливает общность природы материи, независимо от формы её существования – либо в форме механических тел, взаимодействия между которыми подчиняются законам механики, либо в форме волнового поля, поляризация которого проявляет такое же свойство инерции (стремление сохранить своё первоначальное состояние), как любое механическое тело, и проявляет его при нестационарном взаимодействии со средой, например, анизотропной средой. Последняя стремится изменить поляризацию волнового поля, чему оно «сопротивляется», что вызывает в среде – в структуре движения её микрочастиц – адекватное «сопротивление». Это силовое взаимодействие двух видов материи происходит некоторое время (период нестационарности), пока система «волновое поле-среда» не придёт в равновесное с позиции взаимодействующих «сил» состояние. В процессе нестационарного взаимодействия часть энергии той группы

фотонов (волнового поля), которая принимает участие в этом процессе, расходуется на преодоление указанного «сопротивления» со стороны переориентирующейся структуры движения микрочастиц среды, связанной с волновым полем, ответной реакцией чему в согласии с законом сохранения энергии является возбуждение в среде вторичных электромагнитных волн с иным (более низкочастотным) спектром. По окончании нестационарного взаимодействия волнового поля со средой (когда система «волновое поле-среда» приходит в равновесное состояние) никакой потери энергии волнового поля более не происходит. Экспериментальное обнаружение указанного дефекта энергии части электромагнитного поля при его нестационарном взаимодействии со средой осложнялось, во-первых, малостью самих потерь и, во-вторых, маскировкой кратковременного «красного смещения» превальствующей шириной спектра самого электромагнитного излучения.

Опытное проявление установленной закономерности стало возможным в созданном макете с волноводным когерентным накоплением энергии вторичных электромагнитных волн с помещением в волновод анизотропной среды с регулируемыми параметрами анизотропии, через которую пропусклся мощный короткий световой импульс от лазера с модулируемой добротностью – импульс в форме ударной волны. При соответствующем подборе анизотропии среды и согласования в волноводе фазовой скорости возбуждающейся поперечно-электрической волны типа TE_{01} с групповой скоростью светового импульса в анизотропном веществе, соосно установленном в волноводе, были зарегистрированы чувствительным и селективным СВЧ приёмником возникающие в среде вторичные электромагнитные колебания. Такой способ генерирования электрических колебаний и устройство для его реализации были защищены авторским свидетельством СССР на пионерское изобретение. Сведения об установленной закономерности были доложены автором на V Всесоюзном семинаре по оптоэлектронике в Институте проблем управления АН СССР 22 апреля 1975 года (доклад на тему: «Генерирование микроволн в анизотропных средах действием оптической ударной волны»).

Научное значение обнаруженной закономерности состоит в расширении научного представления о природе электромагнитной формы материи в связи с фактором общности её с закономерностями, присущими материи, находящейся в так называемой механической форме существования и взаимодействующей между собой по известным законам механики (законам Ньютона). Признавая волновое поле материальным, до сих пор ему не придавались такие присущие ньютоновской механике свойства, как инерционность поляризации электромагнитной волны.

Научное значение данной закономерности состоит в объяснении «красного смещения» волнового поля, астрономически наблюдаемого, но по-разному объясняемого разными учёными. Одни из них придерживаются позиции так называемого «старения фотона», другие полагают это следствием доплеровского сдвига от разбегающихся галактик. Установленная закономерность, не отрицая второй из названных точек зрения, по крайней мере даёт ясное и понятное толкование «старения фотона», то есть явления «красного смещения» спектров излучения.

Гипотетически и условно введённое автором понятие *полярионов* как одного из многочисленных устойчивых поляризационных состояний фотона позволяет составить и решить возмущённое уравнение Шредингера относительно дефекта энергии той группы фотонов волнового поля, которая участвуют в процессе их нестационарного взаимодействия с микрочастицами среды, связав выделившуюся при этом энергию волнового поля с энергией возникающей в среде вторичной электромагнитной волны (более низкочастотных «фотонов»).

Установленная закономерность создаёт условия для развития новых направлений в науке и физическом эксперименте. Исследование вторичных электромагнитных волн даёт дополнительную информацию как о процессах излучения специализированных оптических квантовых генераторов, работающих в режимах генерации мощных сверхкоротких

импульсов, так и о некоторых свойствах вещества, зондируемого такими импульсами, что углубляет наши знания о природе происходящих явлений.

Наконец, научное значение установленной закономерности состоит в том, что становится более ясной позиция тех, кто не придерживается ортодоксальных взглядов на природу электромагнитного поля – либо как на непрерывную в пространственно-временной метрике волну, либо как на поток квантованных порций энергии – фотонов или квантов. Однако ясно, что сущность этой материальной субстанции едина, и никакого дуализма во взглядах на природу волнового поля быть не должно. Различие заключается лишь в том или ином удобстве математической его трактовки. *То, что мы называем фотоном, - есть лишь порция энергии **волнового поля**, которую поглощает или излучает атом.*

Практическое значение данной закономерности в технике состоит в возможности построения принципиально новых генерирующих приборов, используемых в измерительной технике и спектроскопии как дополнительный инструмент анализа явлений. При этом практический интерес представляют исследования по возбуждению вторичных электромагнитных волн в различных средах под действием жёстких излучений – рентгеновских, гамма-излучений и других. Такие генераторы могут использоваться в качестве детекторов для этих излучений.

В заключение можно высказать осторожную гипотезу о механизме радиоизлучений во Вселенной не только от светящихся звёзд, но также и вследствие преобразования одних электромагнитных излучений жёсткого спектра в другие, более низкочастотные, в процессах нестационарного взаимодействия этих жёстких по спектру излучений с межгалактической средой, обладающей анизотропией. Такие радиоизлучения при их интерференции друг с другом могут проявляться в форме так называемого «космического шума», регистрируемого земными приёмниками в самом широком спектре волн.

Автор открытия:

О.Меньших

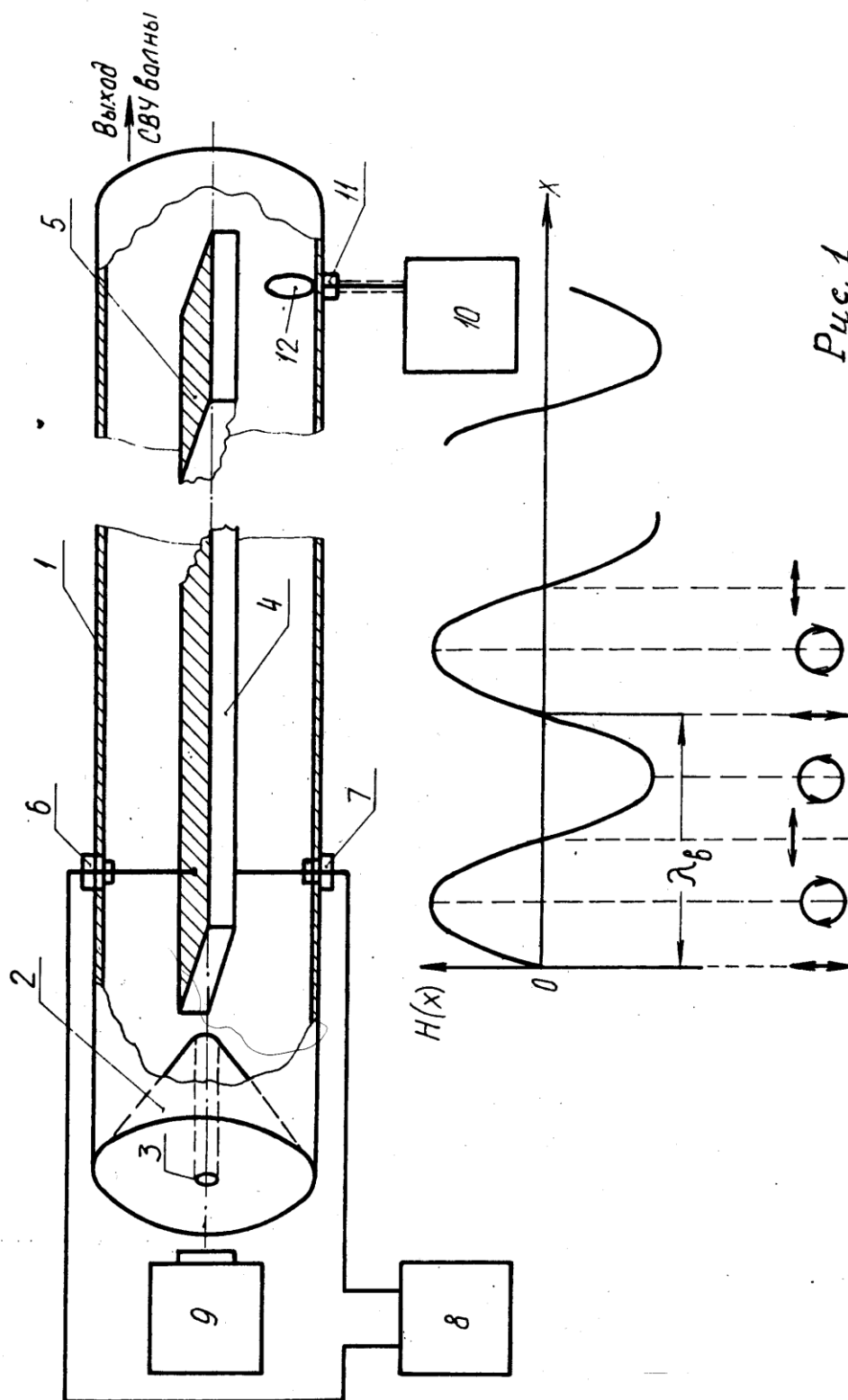
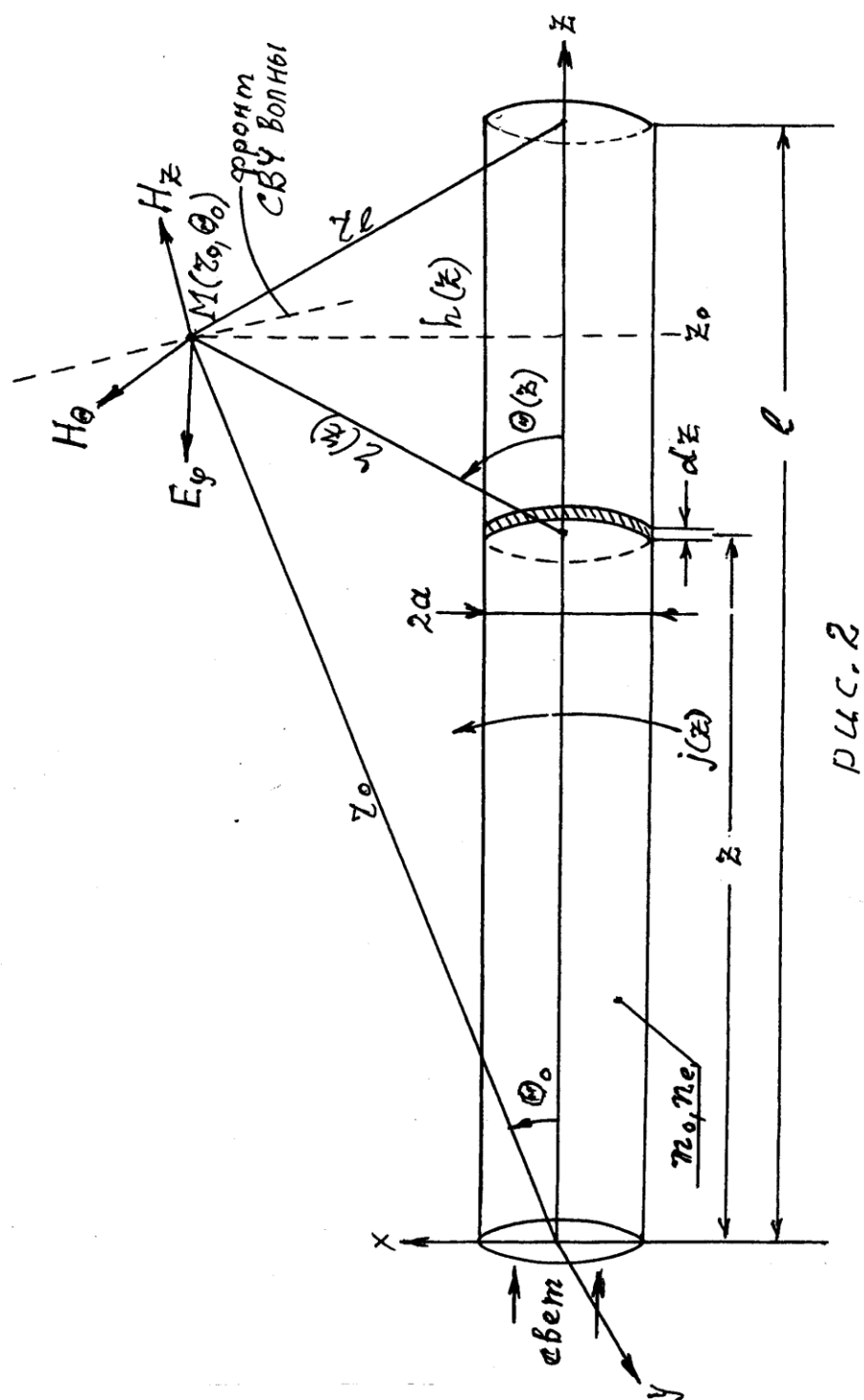


Рис. 1





ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ
ПО ДЕЛАМ ИЗОБРЕТЕНИЙ
И ОТКРЫТИЙ
СССР

3. июня 1965 г.
№ 32-ОП-4540

СПРАВКА № 7/5

о принятии к рассмотрению заявки
на предполагаемое открытие

Выдана Государственным комитетом по делам изобретений и открытий СССР
гр. МЕНЬШИХ О.Ф.

г. Новосибирск, 90, Академгородок, До востребования

в том, что 30 июня 1965 г. Комитетом от него

принято заявление о выдаче диплома на предполагаемое открытие

"Свето-магнитный эффект"

Действительным автором предполагаемого открытия указан гр. МЕНЬШИХ О.Ф.

(кто)

Начальник отдела

Ф. Ананьев

Настоящая справка удостоверяет лишь принятие к рассмотрению заявки на предполагаемое открытие и не может служить основанием для получения льгот, установленных законом для лиц, сделавших открытие.



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ
ПО ДЕЛАМ ИЗОБРЕТЕНИЙ
И ОТКРЫТИЙ
СССР

г. 2. июня 1965 г.
№ 32-ОП-4488

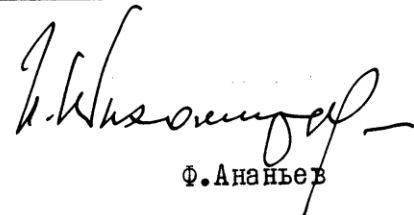
СПРАВКА № 708
о принятии к рассмотрению заявки
на предполагаемое открытие

Выдана Государственным комитетом по делам изобретений и открытий СССР
гр. МЕНЬШИХ О.Ф.
г. Ленинград, С-124, Новгородская ул., 2, кв. 23

в том, что 29 мая 1965 г. Комитетом от него
принято заявление о выдаче диплома на предполагаемое открытие
"Вращательный электродинамический эффект"

Действительным автором предполагаемого открытия указан
гр. Меньших О.Ф.
(кто)

Зач. Начальник отдела


Ф. Ананьев

Настоящая справка удостоверяет лишь принятие к рассмотрению заявки на предполагаемое открытие и не может служить основанием для получения льгот, установленных законом для лиц, сделавших открытие.



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ
ПО ДЕЛАМ ИЗОБРЕТЕНИЙ
И ОТКРЫТИЙ
СССР

22. апреля 1964 г.
№ 122 - 01-3403.

СПРАВКА № 598

о принятии к рассмотрению заявки
на предполагаемое открытие

Выдана Государственным комитетом по делам изобретений и открытий СССР
гр. МЕНЬШИХ О.Ф.

г. Ленинград, С-124, Новгородская ул., 2, кв. 23

в том, что 15 апреля 1964 г. Комитетом от него

принято заявление о выдаче диплома на предполагаемое открытие
"Явление намагничивания материалов во вращающихся электри-
ческих полях"

Действительным автором предполагаемого открытия указан

гр. Меньших О.Ф.

(кто)

Начальник отдела

Ф. АНАНЬЕВ

Настоящая справка удостоверяет лишь принятие к рассмотрению заявки на предполагаемое открытие и не может служить основанием для получения льгот, установленных законом для лиц, сделавших открытие.

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

**ИНСТИТУТ
ПРОБЛЕМ
УПРАВЛЕНИЯ**

им. В.А.Трапезникова

117806 МОСКВА, ПРОФСОЮЗНАЯ, 65. ДЛЯ ТЕЛЕГРАММ МОСКВА ИАТАН. ТЕЛЕФАКС (095) 334-93-40

.... 23.03...2004 г. № 11502-15/433

С п р а в к а

Дана настоящая в том, что 22 апреля 1975 г. на вечернем заседании секции «Устройства обработки информации и их элементы» У Семинара по оптическим и электрооптическим методам и средствам передачи, преобразования переработки и хранения информации, проходившем в Институте проблем управления, **О.Ф. Меньших** был сделан доклад на тему «Генерирование микроволн в анизотропных средах действием оптической ударной волны».

Зам. директора Института



А.Н.Шубин



АКАДЕМИЯ НАУК СССР
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
ИНСТИТУТ ТЕПЛОФИЗИКИ

№ 411-146

г. Новосибирск-72

19 января 1967 г.

ЗАМ. ПРЕДСЕДАТЕЛЯ КОМИТЕТА ПО ДЕЛАМ
ИЗОБРЕТЕНИЙ И ОТКРЫТИЙ ПРИ СМ СССР
тов. В.Е.ЦАРЕГОРОДЦЕВУ

С П Р А В К А

Дана научному сотруднику Новосибирского Государственного университета тов. О.Ф.МЕНЬШИХ в том, что им был прочитан в сентябре 1966 года на Всесоюзном симпозиуме по спектроскопии /г.Новосибирск/ доклад на тему "Исследование оптических свойств веществ на основе обратного эффекта Фарадея".

Доклад будет опубликован в первой половине 1967 года в журнале "Известия СО АН СССР".



ПРЕДСЕДАТЕЛЬ ОРГКОМИТЕТА СИМПОЗИУМА
ПО СПЕКТРОСКОПИИ ДОКТОР ХИМИЧЕСКИХ
НАУК, ПРОФЕССОР

/С.С.БАЦАНОВ/



СОЮЗ СОВЕТСКИХ
СОЦИАЛИСТИЧЕСКИХ
РЕСПУБЛИК

ДЛЯ СЛУЖЕБНОГО ПОЛЬЗОВАНИЯ ЭКЗ. №

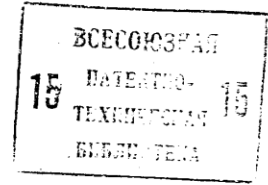
(19) **SU** (11) **1380476**

A1

(51) 4 G 02 F 1/35

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ СССР
ПО ДЕЛАМ ИЗОБРЕТЕНИЙ И ОТКРЫТИЙ

ОПИСАНИЕ ИЗОБРЕТЕНИЯ К АВТОРСКОМУ СВИДЕТЕЛЬСТВУ



(21) 3579112/40-25

(22) 15.04.83

(72) О. Ф. Меньших

(53) 535.8(088.8)

(56) Першан и др. УФН, 88, № 1,
с. 177, 1966.

(54) СПОСОБ ГЕНЕРИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ

(57) Изобретение относится к физической оптике и может быть использовано в технике радиоизмерений на сверхвысоких частотах и при диагностике взаимодействия сильного электромагнитного поля света с веществом. Цель - повышение мощности генерируемых колебаний СВЧ-диапазона. Способ генерирования электрооптических колебаний основан на возбуждении электромагнитных волн с широким спектром частот в

анизотропной среде под действием поля импульсного источника света. Анизотропная среда помещена осесимметрично в круглый волновод, параметры которого и двулучепреломление анизотропной среды выбирают из условия $\lambda / \Delta n = 2\pi a \sqrt{\epsilon \mu (n_0^2 - 1) / \lambda_{\text{гн}} \cdot n_0}$, где λ - длина световой волны в вакууме; Δn - двулучепреломление анизотропной среды; a - радиус круглого волновода; $\lambda_{\text{гн}}$ - корень произвольной функции Бесселя для возбуждаемого в волноводе типа волны; ϵ, μ - соответственно относительная диэлектрическая и относительная магнитная проницаемости для возбуждаемого в волноводе СВЧ-колебания; n_0 - обыкновенный показатель преломления анизотропной среды. 1 ил.

(19) **SU** (11) **1380476** **A1**

Изобретение относится к физической оптике и может быть использовано в технике радиоизмерений на сверхвысоких частотах и при диагностике взаимодействия сильного электромагнитного поля света с веществом.

Целью изобретения является повышение мощности генерируемых колебаний СВЧ-диапазона.

На чертеже изображено устройство, реализующее предлагаемый способ генерирования электрических колебаний СВЧ-диапазона.

Устройство состоит из круглого волновода 1 с согласованной нагрузкой 2, выполненной из магнитоэлектрического вещества в виде конуса с центральным отверстием 3 для пропуска через него светового излучения к электрооптическому веществу 4, помещенному между парой электродов 5 плоского конденсатора, необходимых для наведения в веществе 4 анизотропии. Выводы 6 и 7 этого конденсатора соединены с регулируемым по напряжению источником 8 постоянного тока, создающим постоянную электрическую поляризацию в электрооптическом веществе для получения в нем заданной степени анизотропии. Конденсатор с электрооптическим веществом 4 установлен в круглом волноводе 1 осесимметрично. Согласованная поглощающая нагрузка 2 установлена на конце волновода 1 со стороны падающего на электрооптическое вещество 4 излучения от лазерного блока 9 формирования пикосекундных импульсов света и предназначена для образования в круглом волноводе 1 режима "бегущей" волны для возбуждающихся в волноводе микроволновых колебаний, передаваемых к измерительному микроволновому приемнику 10 через коаксиально-волноводный переход 11 с петлей связи 12.

Прохождение поляризованного светового излучения через анизотропную среду вызывает поляризацию атомов и молекул. Поляризация светового излучения в результате циклически изменяется от линейно до циркулярно поляризованной и далее по мере прохождения анизотропной среды. Световое поле, поляризованное циркулярно, вызывает намагничивание среды. Каждое из таких магнитно-возбужденных сечений анизотропной среды становится

вторичным элементарным источником волн СВЧ-диапазона.

Эффективная генерация СВЧ-колебаний основана на синхронном взаимодействии светового излучения в анизотропном веществе и вторичных СВЧ-колебаний в волноводе. Синхронное взаимодействие имеет место при соблюдении фазового синхронизма, выражаемого формулой

$$\frac{\lambda}{\Delta n} = \frac{2\pi a}{\mu_{mn}} \sqrt{\epsilon \mu} \sqrt{\frac{n_0^2 - 1}{n_0}},$$

λ — длина волны световых колебаний в вакууме;

Δn — двулучепреломление в анизотропной среде;

$\epsilon \mu$ — соответственно относительная диэлектрическая и относительная магнитная проницаемости среды для СВЧ-колебаний;

μ_{mn} — корень производной функции Бесселя для возбуждаемого в волноводе типа волн;

n_0 — обыкновенный показатель преломления среды.

П р и м е р. Использован волновод диаметром 40 мм и длиной 200 см со стеклянной кюветой внутри, заполненной нитробензолом. К обкладкам конденсатора прикладывалось электрическое поле порядка 40 кВ/см. В качестве источника световых импульсов использован рубиновый лазер. Длительность СВЧ-импульсов составила 25 нс при пиковой мощности 64 мкВт на частоте 8,7 ГГц. Время нарастания светового импульса составило 5 нс при пиковой мощности 5 МВт.

Ф о р м у л а и з о б р е т е н и я

Способ генерирования электрических колебаний, основанный на возбуждении электромагнитных волн с широким спектром частот в анизотропной среде под действием поля импульсного источника света, отличающийся тем, что, с целью повышения мощности колебаний СВЧ-диапазона, электромагнитные волны возбуждают в анизотропной среде, помещенной осесимметрично в круглый волновод, параметры которого и двулучепреломление анизотропной среды выбирают из условия

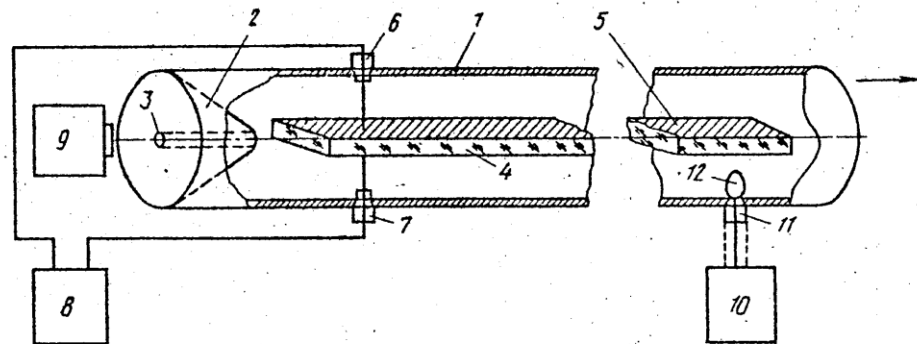
$$\frac{\lambda}{\Delta n} = \frac{2\pi a}{\gamma_{mn}} \sqrt{\epsilon\mu} \sqrt{\frac{n_o^2 - 1}{n_a}},$$

λ - длина световой волны в вакууме;
 Δn - двулучепреломление анизотропной среды;
 a - радиус круглого волновода;

5

γ_{mn} - корень производной функции Бесселя для возбуждаемого в волноводе типа волн;
 ϵ, μ - соответственно относительная диэлектрическая и относительная магнитная проницаемости для возбуждаемого в волноводе СВЧ-колебания;
 n - обыкновенный показатель преломления анизотропной среды.

10



Составитель В. Тарасенко

Редактор Т. Зубкова

Техред М. Ходанич

Корректор А. Зимокосов

Заказ 58/ДСП

Тираж 327

Подписное

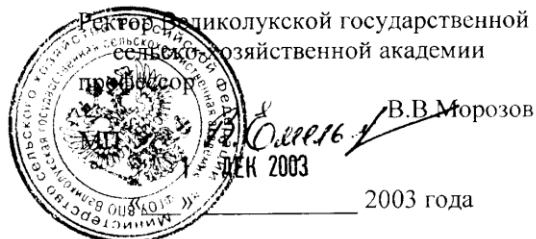
ВНИИПИ Государственного комитета СССР

по делам изобретений и открытий

113035, Москва, Ж-35, Раушская наб., д. 4/5

Производственно-полиграфическое предприятие, г. Ужгород, ул. Проектная, 4

Утверждено:



З а к л ю ч е н и е

по заявке на открытие под названием «Закон сохранения поляризации электромагнитных волн» (автор О.Ф.Меньших)

1. Сущность заявленного открытия заключается в том, что всякое вынужденное изменение поляризации электромагнитной волны в процессе её нестационарного взаимодействия со средой вызывает такое изменение структуры движения микрочастиц этой среды, которое стремится уменьшить деполяризующее влияние среды на электромагнитную волну, а также уменьшить потери энергии той группы фотонов волнового поля, которая участвует в процессе нестационарного взаимодействия последнего со средой и является причиной возбуждения в ней вторичных электромагнитных волн. Указанные процессы отражают свойство поляризации электромагнитной волны сохранять своё состояние неизменным, пока действие среды на электромагнитную волну не понудит её изменить это состояние.

2. На кафедре физики Великолукской ГСХА внимательно ознакомились с заявкой и обсудили аргументы автора, свидетельствующие о существовании закономерности сохранения поляризации электромагнитных волн. Для доказательства автор развивает оригинальную классическую, а затем и квантовую теорию явления. Для экспериментального подтверждения своих выводов автором разработана методика и аппаратура для обнаружения вторичных электромагнитных волн в среде, с которой нестационарно взаимодействует электромагнитная волна с вынужденно изменяющейся поляризацией.

Возбуждение в среде указанного вторичного излучения, ранее неизвестного, экспериментально обнаруженного и теоретически обоснованного автором, свидетельствует об объективном существовании закономерности электромагнитной волны сохранять состояние своей поляризации.

Не со всеми положениями теории можно согласиться. Например, автор утверждает, что атомы вещества могут поглощать только квантованные порции энергии в заданном интервале частот, равные по величине энергии фотона. Следовало бы говорить о веществе в целом, поскольку в конденсированном состоянии атомы вещества теряют свои индивидуальные свойства, и проявляются коллективные закономерности.

3. Указанная автором формула достаточно ясно и полно характеризует причинно-следственные связи в раскрытии обнаруженной закономерности.

Значение открытия для науки состоит в расширении представлений о природе материи в форме электромагнитных волн и единстве основных закономерностей, свойственных материи как с позиции классической механики, так и с позиции релятивистской квантовой теории поля.

Заявленные положения могут быть использованы в научном эксперименте, в частности, при исследовании излучения оптических квантовых генераторов, работающих в режиме синхронизации мод, а также для детектирования излучений сверхкоротковолнового спектра (жёсткого рентгеновского и гамма излучений).

Кафедра физики полагает, что рассматриваемая работа автора является содержательной и отражает суть открытой им новой закономерности. Вывод кафедры физики – возможна выдача диплома на открытие.

Сведения об открытии целесообразно опубликовать в одном из периодических изданий в области современной физики.

Зав.кафедрой физики ВГСХА,
кандидат технических наук, доктор с/х
наук, профессор, действительный член
академии МАНЭБ и МААО -



Т.А.Иванова

Доцент кафедры физики, кандидат
технических наук -



В.Х.Гришин

Старший преподаватель
кафедры физики -



И.И.Конкин

Доцент кафедры физики -



Ю.И.Волошин

Содержание

1. Вводная часть	2
2. Сведения о приоритете	9
3. Сущность открытия	12
4. Доказательства достоверности открытия	14
4.1 Экспериментальные доказательства	14
4.2 Теоретические доказательства	19
4.2.1 Основные положения	19
4.2.2 Теоретическое обоснование эксперимента	50
4.2.3 Интерпретация результатов исследований	55
5. Область научного и практического значения	72
6. Формула открытия	74.
Библиография	75
7.1 Ссылки в тексте заявки	75
7.2 Литература (сопутствующая)	75
Аннотация	76

Рисунки к заявке:

Блок-схема устройства для генерирования вторичных ЭМВ (рис. 1).....	78
Пояснение к теории возбуждения СВЧ колебания в анизотропной среде (рис.2).....	79

Материалы приложения:

Справка Госкомизобретений № 715	80
Справка Госкомизобретений № 708	81
Справка Госкомизобретений № 598	82
Справка Института проблем управления РАН	83
Справка Института теплофизики СО АН СССР	84
Описание изобретения по а.с. № 1380476	85
Заключение кафедры физики ВГСХА по заявке на ЗСПЭМВ	88