

СТРУКТУРА ФОТОНА

§ 50. Фотон как структура из нейтрино и антинейтрино

Представление о фотонах, составляющих электромагнитное поле излучения, ставит вопрос о природе этих частиц — их свойствах, структуре, движении в пространстве, механизме взаимопревращения и др.

Первое представление о фотоне как сложной частице было высказано Луи де Бройлем*, который сделал предположение, что фотон с энергией $h\nu$ есть некоторое образование из двух нейтрино с энергией $h\nu/2$. Затем Иордан** в 1935 г. развил теорию фотона как сложной частицы из двух нейтрино. В отличие от гипотезы Луи де Бройля Иордан предположил, что излучение фотона с частотой ν можно рассматривать как испускание в направлении движения фотона двух когерентных (т. е. движущихся параллельно) частиц — нейтрино и антинейтрино с энергиями $h\nu'$ и $h(\nu - \nu')$ или как поглощение частицы с энергией $h\nu'$ и вылетом в том же направлении такой же частицы с энергией $h(\nu + \nu')$. Тогда квантовые амплитуды поля двух нейтрино, подчиняющихся статистике Ферми, можно сопоставить с квантовыми амплитудами поля фотонов, подчиняющихся статистике Бозе.

* L u i d e B r o g l i. Sur la nature du photon. Comptes Rendus, 198, 1934, 135.

** P. J o r d a n. Zur Neutrinotheorie des Lichtes. Zeitschr. f. Phys., Bd. 93, 1935.

Несколько работ по нейтринной теории света было сделано А. А. Соколовым*. В первой из указанных работ была развита одномерная теория, которая в дальнейшем была распространена и на трехмерный случай. Для нейтринного поля в одномерном случае решается уравнение Дирака:

$$(\hat{W} + c\alpha\hat{p})\psi = 0, \quad (50.1)$$

где

$$\hat{W} = -\frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial t}, \quad \hat{p} = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial x}, \quad (50.2)$$

$$\alpha = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \psi = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix}, \quad \psi^* = \|\psi_1^*, \psi_2^*\|, \quad (50.3)$$

Полная энергия \bar{W} определится как

$$\bar{W} = \int_{-\infty}^{\infty} \psi^* \hat{W} \psi dx = -\frac{\hbar}{i} \int_{-\infty}^{\infty} \psi^* \frac{\partial \psi}{\partial t} dx. \quad (50.4)$$

Уравнение (50.1) может быть записано в виде:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \psi_1}{\partial t} = \frac{\partial \psi_2}{\partial x}; \quad \frac{1}{c} \frac{\partial \psi_2}{\partial t} = \frac{\partial \psi_1}{\partial x}. \quad (50.5)$$

Решения этих и аналогичных уравнений получаются в виде разложения Фурье:

$$\psi_i(x, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \{a_i(k) e^{-ic|k|t - ikx} + c_i^*(-k) e^{ic|k|t + ikx}\} dk, \quad (50.6)$$

где $i = 1, 2$;

$$\psi_i^*(x, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \{a_i^*(k) e^{ic|k|t - ikx} + c_i(-k) e^{-ic|k|t - ikx}\} dk. \quad (50.7)$$

* А. А. Соколов. О возможности нейтринной теории света. ЖЭТФ, т. 7, 1937, стр. 1055; А. А. Соколов. К возможности построения нейтринной теории света. ЖЭТФ, т. 8, 1938, стр. 114; 644.

Причем a_i относится к полю нейтрино, а c_i — к полю антинейтрино. Переходя к квантовым амплитудам с помощью квантового уравнения движения

$$F = \frac{i}{\hbar} (\bar{W}F - F\bar{W}) \quad (50.8)$$

и рассматривая квантовые амплитуды $a(k)$ и $a^*(k)$ как операторы, действующие по определенным правилам, приводящим к порождению и поглощению частиц, найдем полную энергию как сумму положительных энергий нейтрино и антинейтрино:

$$\bar{W} = \int_{-\infty}^{\infty} c\hbar|k| \{N_a(k) + N_c(k) - N_0\} dk, \quad (50.9)$$

где $N_a(k)$ и $N_c(k)$ — числа нейтрино и антинейтрино; N_0 — число частиц, соответствующее нулевой энергии.

Для квантованных амплитуд нейтринного поля получаются выражения:

$$\begin{aligned} a(k) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\{\psi_2(x, t) - k_1\psi_1(x, t)\} dx}{\sqrt{2}} e^{ic|k|t - ikx}, \\ a^*(k) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\{\psi_2^*(x, t) - k_1\psi_1^*(x, t)\} dx}{\sqrt{2}} e^{-ic|k|t + ikx}, \\ c(k) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\{\psi_2^*(x, t) - k_1\psi_1^*(x, t)\} dx}{\sqrt{2}} e^{ic|k|t - ikx}, \\ c^*(k) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\{\psi_2(x, t) - k_1\psi_1(x, t)\} dx}{\sqrt{2}} e^{-ic|k|t + ikx}. \end{aligned} \quad (50.10)$$

Используя эти амплитуды для построения фотонного поля, можно найти амплитуды этого поля из уравнения для потенциала $\varphi(x, t)$:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = 0, \quad (50.11)$$

решение которого было записано в виде интеграла Фурье:

$$\varphi(x, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \{b(k) e^{-ic|k|t+ikx} + b^*(k) e^{ic|k|t-ikx}\} dk, \quad (50.12)$$

а после вторичного квантования, в случае представления квантованных амплитуд как операторов излучения и поглощения частиц, для полной энергии и квантованных амплитуд фотонного поля были найдены выражения:

$$\bar{W} = \int_{-\infty}^{\infty} c\hbar |k| \left\{ N_k + \frac{1}{2} \right\} dk; \quad (50.13)$$

$$b(k) = \frac{1}{2\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dx \left\{ \varphi(x, t) + \frac{i}{c|k|} \frac{\partial \varphi(x, t)}{\partial t} \right\} e^{-ic|k|t-ikx}; \quad (50.14)$$

$$b^*(k) = \frac{1}{2\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dx \left\{ \varphi(x, t) - \frac{i}{c|k|} \frac{\partial \varphi(x, t)}{\partial t} \right\} e^{-ic|k|t+ikx}, \quad (50.14')$$

где $N_k = N(k)$ — число фотонов с волновым вектором \vec{k} . Затем были получены выражения для амплитуд фотонного поля через амплитуды нейтринного поля. При этом потенциал $\varphi(x, t)$ был представлен в виде:

$$\begin{aligned} \varphi(x, t) = & i \sqrt{\frac{c\hbar}{4\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dk dl \frac{e^{-i|k-l|x}}{k-l} \times \\ & \times \left\{ \frac{k_1+l}{2} [-a^*(k) a(l) e^{ic(|k|-|l|)t} + c(-k) c^*(-l) e^{-ic(|k|-|l|)t}] + \right. \\ & \left. + \frac{k_1-l}{2} [c(-k) a(l) e^{-ic(|k|+|l|)t} - a^*(k) c^*(-l) e^{ic(|k|+|l|)t}] \right\}, \quad (50.15) \end{aligned}$$

где $b(k)$, $b(-k)$ и $b^*(k)$, $b^*(-k)$ для $k > 0$ имеют вид:

$$b(k) = i \sqrt{\frac{c\hbar}{2|k|}} \left\{ \int_0^{\infty} dl [a^*(l) a(l+k) + c(l+k) c^*(l)] + \int_0^k dl c(l) a(k-l) \right\}, \quad (50.16)$$

$$b(-k) = i \sqrt{\frac{c\hbar}{2|k|}} \left\{ \int_0^{\infty} dl [a^*(-l) a(-l-k) + c(-l-k) c^*(-l)] + \int_0^k dl c(-l) a(-k+l) \right\}, \quad (50.16')$$

$$b^*(k) = i \sqrt{\frac{c\hbar}{2|k|}} \left\{ \int_0^{\infty} dl [a^*(l+k) a(l) + c(l) c^*(l+k)] + \int_0^k dl a^*(l) c^*(k-l) \right\}, \quad (50.16'')$$

$$b^*(-k) = i \sqrt{\frac{c\hbar}{2|k|}} \left\{ \int_0^{\infty} dl [a^*(-l-k) a(-l) + c(-l) c^*(-l-k)] + \int_0^k dl a^*(-l) c^*(-k+l) \right\}. \quad (50.16''')$$

Эти соотношения можно интерпретировать следующим образом: поглощение (испускание) фотона с волновым числом k есть поглощение (испускание) нейтрино и антинейтрино с волновыми числами l и $l-k$, или же поглощение (испускание) одной из частиц (нейтрино, антинейтрино) с волновым числом $l+k$ при одновременном испускании (поглощении) аналогичной частицы с волновым числом l . Вторая возможность *представляет*

собой Раман-эффект без изменения направления движения фотона, что было предсказано Иорданом в работе по нейтринной теории света, и дает хорошее объяснение красному смещению в атмосферах звезд.

§ 51. Фотон как возбужденная электронно-позитронная пара в дираковском вакууме

Эта модель фотона была предложена в дипломной работе Л. И. Слабкого*, выполненной под руководством автора. Здесь фотон рассматривается как сложная частица, состоящая из аннигилировавших электрона и позитрона, т. е. как возбужденная виртуальная пара в дираковском электронно-позитронном вакууме. Такая пара при поглощении большой энергии может распасться на e^+ и e^- , или, наоборот, при аннигиляции испустить фотоны большой энергии. Этот факт служит первым подтверждением данной модели фотона.

Полная энергия фотона может состоять из двух компонент — энергии колебаний W_ν , которая аналогична энергии осциллятора и равна

$$W_\nu = \hbar\omega \left(\nu + \frac{1}{2} \right), \quad (51.1)$$

где ν — квантовое число; ω — частота световых колебаний, и энергии поступательного движения W_τ , равной

$$W_\tau = p_\tau c, \quad (51.2)$$

где p_τ — продольный импульс фотона. Полный импульс фотона будет:

$$p = \frac{\hbar\omega}{c} \left(\nu + \frac{1}{2} \right) + p_\tau. \quad (51.3)$$

Масса фотона m_ϕ также состоит из двух частей — поперечной m_ν и продольной m_τ .

* Л. И. Слабкий. Структура фотона. Дипломная работа. МГУ, Физический факультет, 1959; Научно-методический сборник № 26, 1961, ВВИА им. Жуковского, стр. 42.

Для продольной массы m_τ справедливо соотношение:

$$m_\tau c^2 = W_\tau = \rho c, \quad (51.4)$$

а полная энергия фотона может быть записана в виде:

$$\hbar\omega = \hbar\omega \left(\nu + \frac{1}{2} \right) + m_\tau c^2, \quad (51.5)$$

Отсюда находим
для $\nu = 0$

$$\left. \begin{array}{l} m_\tau = \frac{\hbar\omega}{2c^2}, \\ m_\tau = -\frac{\hbar\omega}{2c^2}. \end{array} \right\} \quad (51.6)$$

для $\nu = 1$

Среднее значение продольной массы фотона за период колебания равно нулю, если только $\omega_{01} = \omega_{10}$, где ω_{01} и ω_{10} — вероятности перехода фотона из состояния $\nu = 0$ в состояние $\nu = 1$ и обратно. Продольная энергия изменяется между значениями:

$$\left. \begin{array}{l} \frac{\hbar\omega}{2} \text{ для } \nu = 0, \\ -\frac{\hbar\omega}{2} \text{ для } \nu = 1, \end{array} \right\} \quad (51.7)$$

и поэтому в среднем она равна нулю: значит, *продольная масса и энергия не переносятся в пространстве.*

Поперечная часть энергии принимает значения:

$$\left. \begin{array}{l} W_\nu = \frac{\hbar\omega}{2} \quad \text{для } \nu = 0, \\ W_\nu = \frac{3}{2} \hbar\omega \quad \text{для } \nu = 1, \end{array} \right\} \quad (51.8)$$

и соответственно масса изменяется в пределах:

$$\left. \begin{array}{l} m_\nu = \frac{\hbar\omega}{2c^2} \quad \text{для } \nu = 0, \\ m_\nu = \frac{3}{2} \frac{\hbar\omega}{c^2} \quad \text{для } \nu = 1. \end{array} \right\} \quad (51.9)$$

Средние значения поперечной энергии и массы соответственно равны:

$$\bar{W}_\perp = \hbar\omega, \quad (51.10)$$

$$\bar{m}_\perp = \frac{\hbar\omega}{c^2}, \quad (51.11)$$

т. е. поперечная часть массы и энергии переносятся в пространстве со скоростью c . Но этот перенос следует рассматривать не как трансляцию массы и энергии, а как волновой процесс — передачу массы и энергии (а также импульса и момента импульса) от одной виртуальной пары другой виртуальной паре, приходящей в колебательное состояние после перехода к ней энергии возбуждения.

В этой модели процесс распространения электромагнитных волн мыслится как распространение волн поляризации в дипольной среде, какой является дираковский электронно-позитронный вакуум.

§ 52. Фотон как осциллирующее электронно-позитронное поле дираковского вакуума

В более общем виде реальные и виртуальные фотоны можно понимать как осцилляторы в дираковском вакууме, в качестве которых могут быть приняты волны поляризации дираковского вакуума, скорость распространения которых равна скорости света. Так как энергия осциллятора равна

$$W = \hbar\omega \left(\nu + \frac{1}{2} \right), \quad (52.1)$$

то в случае $\nu = 0$ есть лишь нулевые колебания с энергией

$$W_0 = \frac{\hbar\omega}{2}, \quad (52.2)$$

соответствующей виртуальным фотонам. Это волновое поле вызывает спонтанные переходы атомов, являющиеся индуцированными переходами под влиянием виртуальных фотонов. Тогда фотон представляет собой волновое возбуждение электронно-позитронного вакуума. В таком случае фотоны как частицы являются

возбужденной электронно-позитронной парой, на которую статистическим образом в результате флуктуаций в поле излучения может сосредоточиться энергия $W_{\phi} = \hbar\omega$. Механизм такого внезапного флуктуационного перераспределения энергии волн поляризации дираковского вакуума не вполне ясен. Но если это происходит, то в данной точке пространства возникает фотон как частица с массой $m = \hbar\omega/c^2$, импульсом $p = \hbar\omega/c$, энергией $\hbar\omega$ и моментом количества движения \hbar . Вероятнее всего флуктуационное рождение фотонов как частиц может происходить лишь благодаря наличию частиц вещества, в результате взаимодействия с которыми и происходит квантовый обмен энергией между полем и частицами вещества.

§ 53. Модели фотона и внегалактическое красное смещение

Одно из наиболее загадочных оптических явлений нашего времени заключается в красном смещении спектральных линий излучений, идущих от внегалактических туманностей. Это смещение подчиняется эмпирической формуле

$$\Delta\lambda = \lambda kR, \quad (53.1)$$

где $\Delta\lambda$ — смещение спектральной линии в красную часть спектра; λ — наблюдаемая длина волны; R — расстояние от Земли до внегалактической туманности (в мегапарсеках); $k = 1,82 \cdot 10^{-3}$ Мпарсек⁻¹. Если длина наблюдаемой световой волны равна $\lambda = 5500$ Å, то для расстояния от внегалактической туманности в 1 Мпарсек

$$\Delta\lambda = 10 \text{ Å.}$$

Такие смещения спектральных линий соответствуют потере энергии фотоном, равной $\Delta W = 6,6 \cdot 10^{-15}$ эрг при энергии фотона $W = 3,6 \cdot 10^{-12}$ эрг.

Гипотеза разбегающихся туманностей (расширяющейся Вселенной), скорость которых возрастает с радиусом R по формуле (53.1), позволяет объяснить красное смещение как Допплер-эффект.

Возможна также гипотеза «старения» фотонов, когда фотоны теряют свою энергию на всем пути движения от туманности до наблюдателя. Такая потеря может происходить по крайней мере по двум причинам: или благодаря специфическому взаимодействию с веществом, при котором происходит частичная потеря энергии фотоном без изменения направления импульса, или вследствие рассеяния энергии фотона в дираковском вакууме. Постепенно теряя энергию, фотон испытывает, таким образом, красное смещение.
