# Энергия, информация и запредельные скорости в квантовой электродинамике

*Б.А. ВЕКЛЕНКО*

Объединённый институт высоких температур (ОИВТ) РАН, Москва
E-mail: veklenkoba@yandex.ru

**Аннотация**

Без использования теории возмущений на примере рассеяния квантованного электромагнитного поля возбуждённым атомом продемонстрирована допустимость в стандартной квантовой электродинамике сверхсветовых сигналов, переносящих информацию.

**Ключевые слова**: возбуждённый атом, сверхсветовой сигнал, квантовая электродинамика, рассеяние.

## 1. Введение

Запредельные или сверхсветовые скорости в оптических системах привлекают к себе повышенное внимание уже много лет. И если вопрос о передачи информации со сверхсветовыми скоростями после работ Х. Лоренца, А. Пуанкаре и А. Эйнштейна в классической физике полностью закрыт, то в квантовой оптике такого категорического утверждения сделать нельзя.

В классической физике состояние электромагнитного поля описывают векторы напряжённости электромагнитного поля $E^{\nu}(\mathbf{r},t)$ и векторы индукции магнитного поля $B^{\nu}(\mathbf{r},t)$, определённые в каждой точке пространства $\mathbf{r}$ в любой момент времени $t$. Оказывается удобным вместо этих векторов в рационализированной гауссовой системе единиц с нулевым скалярным потенциалом использовать векторный потенциал электромагнитного поля $A^{\nu}(\mathbf{r},t)$, такой, что

$$E^{\nu}(\mathbf{r},t) = -\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}A^{\nu}(\mathbf{r},t),\ B^{\nu}(\mathbf{r},t) = rot\mathbf{A}(\mathbf{r},t),$$

где $c$ – скорость света в вакууме. Использование векторного потенциала удобно, поскольку вместо двух величин $E^{\nu}(\mathbf{r},t)$ и $B^{\nu}(\mathbf{r},t)$ приходится иметь дело с одной величиной $A^{\nu}(\mathbf{r},t)$. Ниже, вместо $E^{\nu}(\mathbf{r},t)$ мы часто будем использовать $A^{\nu}(\mathbf{r},t)$, имея в виду, что связь между ними достаточно проста. В квантовой физике состояние электромагнитного поля как и состояния частиц, обладающих конечной массой, описывает волновая функция $\psi(t)$. Аналоги классических величин в квантовой оптике вычисляются как «квантовые средние» от соответствующих квантовых операторов $\left\langle \hat{A}^{\nu}(\mathbf{r},t)\right\rangle = \langle\psi(t)|\hat{A}^{\nu}(\mathbf{r})|\psi(t)\rangle$. Используя принцип соответствия между квантовой и классической теориями, можно предположить, что имеющие классический аналог «средние величины» в квантовой теории электромагнитного поля не должны изменяться со скоростями, превышающими скорость света в вакууме $c$. Остаётся вопрос: нельзя ли превзойти $c$ за счёт дисперсий, то есть за счёт квантовых флуктуаций? Такая возможность априори не закрыта, скорее наоборот [1]. Если, интересуясь скоростью электромагнитного сигнала, генерируемого в точке $\mathbf{r} = 0$ в момент времени $t = 0$, мы поставим целью измерить через время $t$ напряжённость электромагнитного поля $\hat{E}^{\nu}(\mathbf{r},t)$ в точке $\mathbf{r}$ на баллистическом (переднем) фронте этого сигнала, то вмешается соотношение неопределённостей Гейзенберга. Согласно определению $\hat{E}^{\nu} = f^{\nu}/q$, где $f^{\nu}$ – сила, действующая на пробный заряд $q$, помещённый в точку измерения $\mathbf{r}$. Но $f^{\nu} = dp^{\nu}/dt$, где $p^{\nu}$ – импульс пробного заряда, измеряемый в точке $\mathbf{r}$. Соотношение неопределённостей показывает, что в один и тот же момент времени точно определённых $\mathbf{r}$ и $\mathbf{p}$ не существует. Поэтому не существует одновременно точно определённых $\mathbf{r}$ и $E^{\nu}(\mathbf{r},t)$. Возникает квантовый разброс координат, искажающий передний фронт сигнала – дисперсия. Часть экспериментальных точек окажется за баллистическим фронтом, характеризуемым амплитудой $\left\langle \hat{E}^{\nu}(\mathbf{r},t)\right\rangle = \langle\psi(t)|\hat{E}^{\nu}(\mathbf{r},t)|\psi(t)\rangle$, а другая часть – впереди него, определяя сверхсветовой сигнал. Таким образом, в ряде экспериментов можно предвидеть регистрацию сверхсветовых сигналов. Мы констатируем принципиальную необходимость появления сверхсветовых сигналов в квантовой оптике, способных воздействовать на измерительные приборы, и потому переносящих информацию. Заметим, что рассмотренная дисперсия координат в оптических измерениях не сказывается на точности измерения самой скорости света. Дело в том, что расстояние между источником излучения и координатой измерения может быть выбрано произвольно большим.

Какова природа сверхсветовых сигналов? Согласно сказанному, они опережают баллистический фронт классического сигнала, и потому среднее значение напряжённости поля в них отсутствует: $\langle\psi(t)|\hat{E}^{\nu}(\mathbf{r})|\psi(t)\rangle = 0$, но отличной от нуля будет дисперсия: $\langle\psi(t)|\hat{E}^{\nu}(\mathbf{r})\hat{E}^{\nu}(\mathbf{r})|\psi(t)\rangle \geq 0$. Такими свойствами обладают фотоны [2], у которых отсутствуют электрическая и магнитная составляющие, но энергия оказывается конечной величиной. Таким образом, нерелятивистская квантовая механика частиц конечной массы предсказывает существование неклассических состояний электромагнитного поля, могущих формировать сигналы, обладающие скоростями, превышающими $c$. Здесь важно подчеркнуть, что такие сигналы способны действовать на пробные электроны, возбуждать атомы, переносить энергию и информацию. Заметим, что исторически существование фотонов, наоборот, было предсказано (1905 г.) до построения квантовой теории нерелятивистских частиц (1925–1926 гг.).

Теперь возникают два вопроса: сколь велики пространственные области сверхсветовых сигналов и существует ли предел этих скоростей?

## 2. Качественное рассмотрение

Для ответа на эти вопросы ниже исследуется появление сверхсветовых сигналов в более чётком их проявлении в другой квантовой системе.

Пусть поперечно поляризованный свет, генерируемый плотностью классического тока $f^{\nu}(\mathbf{r},t)$, рассеивается атомом, расположенным в точке $\mathbf{R}$. Согласно квантовой теории, рассеяние света невозбуждённым атомом представляется как виртуальный процесс поглощения рассеиваемого фотона и последующего процесса излучения этим уже возбуждённым атомом рассеянного кванта. Такой процесс рассеяния требует времени и в состоянии лишь замедлить баллистическую скорость электромагнитной волны. Но при рассеянии света возбуждённым атомом существует другой квантовый процесс [3], заключающийся в предварительно спонтанном испускании этим возбуждённым атомом фотона с переходом атома в невозбуждённое состояние и лишь затем (когда рассеянный квант уже начал своё движение) в поглощении невозбуждённым теперь атомом рассеиваемого кванта. Такой сложный процесс описывается единой волновой функцией. По этой причине рассеянный и рассеиваемый фотоны оказываются взаимно коррелированы, и процесс в целом носит характер рассеяния. Классическая трактовка этого процесса подсказывает, что такое инверсное рассеяние фотона возбуждённым атомом позволяет получить выигрыш в расстоянии $c\tau$, где $\tau$ – время корреляции фотонов. Впереди баллистического (переднего) фронта на расстоянии $c\tau$ возникает сверхсветовой предвестник. Если изначально атом находился в основном состоянии, то такая инверсная возможность рассеяния также существует, но оказывается несущественной в силу нерезонансности процесса.

Разумеется, приведённые рассуждения не имеют доказательной силы и требуют подробного исследования. До сего времени сверхсветовые сигналы, переносящие информацию в стандартной квантовой электродинамике, не появлялись.

Обозначим волновую функцию квантовой системы: электромагнитное поле плюс рассеивающий атом после процесса рассеяния через $\Psi$. Разложим эту функцию по полной системе волновых функций $\psi_{\mathrm{i}}$ рассеивающего атома:

$$\Psi = f_0\psi_0 + \sum_{\mathrm{i}\neq 0} f_{\mathrm{i}}\psi_{\mathrm{i}} = f_0\psi_0 + \left(\Psi - f_0\psi_0\right),$$

где начальное состояние атома $\psi_0$ выделено в отдельное слагаемое. Из-за ортогональности волновых функций атома $\psi_0$ и $\psi_{\mathrm{i}}(\mathrm{i}\neq 0)$ скалярное произведение функций обращается в ноль:

$$\left\langle f_0\psi_0 \middle| \sum_{\mathrm{i}\neq 0} f_{\mathrm{i}}\psi_{\mathrm{i}} \right\rangle = \left\langle f_0\psi_0 \middle| \Psi - f_0\psi_0 \right\rangle = 0\,.$$

Если в результате рассеяния атом остался в исходном состоянии $\psi_0$, то такой процесс рассеяния будем называть когерентным [4]. Этому процессу отвечает волновая функция электромагнитного поля $f_0$. Если $\psi_0$ отвечает возбуждённому состоянию, то $f_0$, согласно сказанному выше, в частности, описывает сверхсветовые сигналы. Если в результате рассеяния волновая функция атома меняется, то такой процесс по определению считается некогерентным.

Наблюдаемые на опыте величины вычисляются как квантовые средние от соответствующих квантовых операторов. Например, имеющая классический аналог, и потому не обладающая сверхсветовыми скоростями, напряжённость электрического поля $E^{\nu}(\mathbf{r},t)$ представима в виде

$$\left\langle \hat{E}^{\nu}(\mathbf{r},t)\right\rangle = \left\langle \Psi(t)\middle|\hat{E}^{\nu}(\mathbf{r})\middle|\Psi(t)\right\rangle = \left\langle f_0\psi_0\middle|\hat{E}^{\nu}(\mathbf{r})\middle|f_0\psi_0\right\rangle +$$

$$+\left\langle \Psi - f_0\psi_0\middle|\hat{E}^{\nu}(\mathbf{r})\middle|\Psi - f_0\psi_0\right\rangle = \left\langle \hat{E}^{\nu}(\mathbf{r},t)\right\rangle_{\mathrm{coh}} + \left\langle \hat{E}^{\nu}(\mathbf{r},t)\right\rangle^{\mathrm{ncoh}}. \quad (1)$$

Перекрёстное (интерференционное) слагаемое здесь выпадает из-за ортогональности атомных волновых функций. Первое слагаемое правой части (1) описывает когерентное рассеяние и при рассеянии на возбуждённом атоме, согласно сказанному выше, – сверхсветовые сигналы. Второе слагаемое описывает процессы некогерентного рассеяния, в частности вынужденные процессы рассеяния, при которых исходное состояние $\psi_0$ рассеивателя изменяется на ортогональное ему $\psi_{\mathrm{i}}(\mathrm{i}\neq 0)$. Только интерференция когерентного и некогерентного каналов рассеяния исключает в (1) сверхсветовые сигналы в окончательном результате. В свою очередь, это означает, что при рассеянии на возбуждённом атоме волновые функции некогерентного канала $f_{\mathrm{i}}(\mathrm{i}\neq 0)$ также описывают сверхсветовые сигналы противоположного знака. Важно заметить, что сверхсветовые сигналы в виртуальных состояниях возникают в расчётах квантовой электродинамики автоматически и исчезают из окончательного результата лишь как следствие интерференции каналов рассеяния. Если интерференцию нарушить, то, очевидно, сверхсветовые сигналы попадут в результат, что нетрудно сделать.

Пусть нас интересуют билинейные нормально-упорядоченные произведения операторов электромагнитного поля $\left\langle \hat{N}\left(\hat{E}^{\nu}\right)^2\right\rangle$, определяющие собой его локальные энергетические характеристики[1]. Величину $\left\langle \hat{N}\left(\hat{E}^{\nu}\right)^2\right\rangle$ можно оценить снизу следующим образом.

Очевидно, $\left\langle\left(\hat{E}^{\nu}\right)^2\right\rangle \geq \left\langle\hat{E}^{\nu}\right\rangle\left\langle\hat{E}^{\nu}\right\rangle$. Аналогично можно показать [2], что если электромагнитное поле обладает преимущественными компонентами с волновым вектором $\mathbf{k}_0$, то после усреднения по координатному интервалу порядка длины волны оказывается, что

$$\left\langle \hat{N}\left(\hat{E}^{\nu}\right)^2\right\rangle \geq \left\langle\hat{E}^{\nu}\right\rangle^2. \quad (2)$$

Таким образом, $\left\langle\hat{E}^{\nu}\right\rangle$ определяет оценку снизу для искомой $\left\langle \hat{N}\left(\hat{E}^{\nu}\right)^2\right\rangle$. Справедливость неравенства (2) не зави-

[1] Оператор $\hat{N}$ называется оператором нормального упорядочения операторов. Его наличие в формулах не сказывается на понимании дальнейшего материала [2].

сит от того конкретного состояния, по которому производится квантовое усреднение, и не связано с теорией возмущений.

Если теперь по аналогии с (1) величину $\left\langle \hat{N}\left(\hat{E}^{\nu}\right)^{2}\right\rangle$ представить в виде суммы когерентной и некогерентной компонент как

$$\left\langle \hat{N}(\hat{E}^{\nu})^{2}\right\rangle =$$
$$=\left\langle f_0\psi_0\left|\hat{N}(\hat{E}^{\nu})^{2}\right|f_0\psi_0\right\rangle+\left\langle \Psi-f_0\psi_0\left|\hat{N}(\hat{E}^{\nu})^{2}\right|\Psi-f_0\psi_0\right\rangle=$$
$$=\left\langle \hat{N}(\hat{E}^{\nu})^{2}\right\rangle_{\rm coh}+\left\langle \hat{N}(\hat{E}^{\nu})^{2}\right\rangle^{\rm ncoh}$$

и применить к каждому слагаемому правой части этой суммы формулу (2), то найдём, что

$$\left\langle \hat{N}(\hat{E}^{\nu})^{2}\right\rangle \geq \left\langle f_0\psi_0\left|\hat{E}^{\nu}\right|f_0\psi_0\right\rangle^{2}+$$
$$+\left\langle \Psi-f_0\psi_0\left|\hat{E}^{\nu}\right|\Psi-f_0\psi_0\right\rangle^{2}=\left\langle \hat{E}^{\nu}\right\rangle_{\rm coh}^{2}+\left\langle \hat{E}^{\nu}\right\rangle^{\rm ncoh\,2}. \qquad (3)$$

Теперь в силу положительной определённости слагаемых в правой части последнего неравенства сверхсветовые сигналы в разных каналах взаимно компенсироваться не будут, и избежать их в результате не удастся. Теория предсказывает, таким образом, их появление в измерениях $\left\langle \hat{N}(\hat{E}^{\nu})^{2}\right\rangle$, то есть измерениях энергии электромагнитного поля.

### 3. Количественная теория

Приведём некоторые результаты точных расчётов, следующих из основных уравнений квантовой электродинамики, изложенных в Приложении. Эти результаты получены путём решения уравнения (П. 1) методом $\hat{S}$-матрицы рассеяния и диаграмм Р. Фейнмана.

Будем считать для простоты, что рассеивающий атом обладает двумя энергетическими уровнями. Энергию атома, на котором происходит рассеяние, обозначим как $\varepsilon_{j_0}$, а энергию другого состояния атома как $\varepsilon_{j_2}$. Допустим, эти энергетические уровни могут обладать энергетически вырожденными магнитными подуровнями, по которым может осуществляться суммирование.

Сначала будем считать, что рассеивающий атом находится в невозбуждённом (основном) состоянии. Основным каналом рассеяния здесь будет когерентный канал. Некогерентный канал рассеяния осуществляет здесь нерезонансный малый вклад в результат. Решение уравнения (П. 1), описывающее рассеянное электромагнитное поле, при этом выглядит так [2]:

$$\left\langle \hat{A}^{\nu}(\mathbf{r},t)\right\rangle_{\rm coh}=\int T^{\nu}(\mathbf{r},\mathbf{r}_3,t,t_3)\theta\left(\varepsilon_{\rm j_2}-\varepsilon_{\rm j_0}\right)\theta\Big[\big(c\left(t-t_3\right)-$$
$$-\left|\mathbf{r}-\mathbf{R}\right|-\left|\mathbf{r}_3-\mathbf{R}\right|\big)\Big]d\mathbf{r}_3dt_3+c.c., \qquad (4)$$

где

$$T^{\nu}\left(\mathbf{r},\mathbf{r}_3,t,t_3\right)=\frac{i}{16\pi^2c^3\hbar}\left(\frac{e}{m}\right)^{2}\sum_{\rm j_2}p_{\rm j_0j_2}^{\nu_1}p_{\rm j_0j_2}^{\nu_2 *}\left(\delta_{\nu\nu_1}-n^{\nu}n^{\nu_1}\right)\times$$
$$\times\left(\delta_{\nu_2\nu_3}-n_3^{\nu_2}n_3^{\nu_3}\right)j^{\nu_3}(\mathbf{r}_3,t_3)\frac{\theta\left(t-t_3\right)}{\left|\mathbf{r}-\mathbf{R}\right|\left|\mathbf{r}_3-\mathbf{R}\right|}\times$$
$$\times\,\theta\Big[\big(c\left(t-t_3\right)-\left|\mathbf{r}_3-\mathbf{R}\right|\big)\Big]j^{\nu}\left(\mathbf{r}_3,t_3\right)\exp\,\times$$
$$\times\left[-i\frac{\varepsilon_{j_0}-\varepsilon_{j_2}}{c\hbar}\big(c\left(t-t_3\right)-\left|\mathbf{r}-\mathbf{R}\right|-\left|\mathbf{r}_3-\mathbf{R}\right|\big)\right],$$
$$n_3^{\nu}=\frac{(\mathbf{r}_3-\mathbf{R})^{\nu}}{\left|\mathbf{r}_3-\mathbf{R}\right|}. \qquad (5)$$

Поскольку $\varepsilon_{j_2}-\varepsilon_{j_0}>0,$ выражение (4) описывает рассеяние сигнала на невозбуждённом атоме. Ступенчатая функция Хевисайда $\theta\Big[\big(c\left(t-t_3\right)-\left|\mathbf{r}-\mathbf{R}\right|-\left|\mathbf{r}_3-\mathbf{R}\right|\big)\Big]$ следит за тем, чтобы скорость распространения баллистического фронта рассеянного сигнала не превосходила скорость распространения классической электромагнитной волны в вакууме. Другими словами, имеющая классический аналог величина не распространяется быстрее скорости света. Выражение (4) описывает только рассеянный сигнал. Здесь опущен распространяющийся без рассеяния сигнал

$$\left\langle \hat{A}^{\nu}(\mathbf{r},t)\right\rangle=\frac{1}{4\pi}\left(\delta_{\nu\nu_1}-n^{\nu}n^{\nu_1}\right)\int\frac{j^{\nu_1}\left(\mathbf{r}_1,t-\dfrac{\left|\mathbf{r}-\mathbf{r}_1\right|}{c}\right)}{\left|\mathbf{r}-\mathbf{r}_1\right|}d\mathbf{r}_1.$$

Иначе обстоит дело при рассеянии электромагнитного поля возбуждённым атомом. Здесь рассеяние осуществляется по двум, когерентному и некогерентному, каналам рассеяния. Решение уравнения (П. 1) показывает, что [2], согласно когерентному каналу,

$$\left\langle \hat{A}^{\nu}(\mathbf{r},t)\right\rangle_{coh}=\int T^{\nu}(\mathbf{r},\mathbf{r}_3,t,t_3)\theta\left(\varepsilon_{j_0}-\varepsilon_{j_2}\right)\theta\Big[\big(\left|\mathbf{r}-\mathbf{R}\right|+$$
$$+\left|\mathbf{r}_3-\mathbf{R}\right|-c\left(t-t_3\right)\big)\Big]d\mathbf{r}_3dt_3+c.c., \qquad (6)$$

Таким образом, когерентный канал, оставляющий рассеивающий атом в первоначальном состоянии, согласно функции Хевисайда $\theta\Big[\big(\left|\mathbf{r}-\mathbf{R}\right|+\left|\mathbf{r}_3-\mathbf{R}\right|-c\left(t-t_3\right)\big)\Big]$, в согласии с выводами раздела 2, мгновенно формирует рассеянный сигнал на любых расстояниях $\left|\mathbf{r}-\mathbf{R}\right|$ от рассеивающего атома, если только $\left|\mathbf{r}-\mathbf{R}\right|-c\left(t-t_3\right)+\left|\mathbf{r}_3-\mathbf{R}\right|>0,$
. Мы имеем дело с бесконечно большой скоростью формирования этого сигнала. В классической оптике такой процесс рассеяния отсутствует.

Для некогерентного канала рассеяния, изменяющего квантовое состояние рассеивающего атома, рассеянный сигнал описывается следующей формулой [2]:

$$\left\langle \hat{A}^{\nu}(\mathbf{r},t)\right\rangle^{ncoh}=-\int T^{\nu}(\mathbf{r},\mathbf{r}_3,t,t_3)\theta\left(\varepsilon_{j_0}-\varepsilon_{j_2}\right)d\mathbf{r}_3dt_3+c.c. \qquad (7)$$

Этот сигнал охватывает как зону за баллистическим фронтом $\left|\mathbf{r}-\mathbf{R}\right|+\left|\mathbf{r}_3-\mathbf{R}\right|<c(t-t_3)$ так и сверхсветовую зону $\left|\mathbf{r}-\mathbf{R}\right|+\left|\mathbf{r}_3-\mathbf{R}\right|>c(t-t_3)$, расположенную перед баллистическим фронтом. Такой канал рассеяния также не имеет классического аналога. Наличие функции $\vartheta(\varepsilon_{j_0}-\varepsilon_{j_2})$ свидетельствует о том, что некогерентный канал рассеяния возникает только при рассеянии света на возбуждённых атомах.

Воспользовавшись тем, что полный, имеющий классический аналог, рассеянный сигнал определяется суммой (1) каналов рассеяния, находим следующее:

$$\left\langle \hat{A}^{\nu}(\mathbf{r},t)\right\rangle = \left\langle \hat{A}^{\nu}(\mathbf{r},t)\right\rangle_{\text{coh}} + \left\langle \hat{A}^{\nu}(\mathbf{r},t)\right\rangle^{\text{ncoh}} =$$
$$= -\int T^{\nu}(\mathbf{r},\mathbf{r}_3,t,t_3)\theta\left(\varepsilon_{\text{j}_0}-\varepsilon_{\text{j}_2}\right)\theta\Big[c\left(t-t_3\right)-$$
$$-\left(\left|\mathbf{r}-\mathbf{R}\right|-\left|\mathbf{r}_3-\mathbf{R}\right|\right)\Big]d\mathbf{r}_3 dt_3 + c.c. \tag{8}$$

Как и следовало ожидать, полный, определяемый амплитудой $\hat{A}^{\nu}(\mathbf{r},t)$, сигнал, возникающий в результате рассеяния электромагнитного поля на возбуждённом атоме, полностью расположен за баллистическим фронтом волны и сверхсветовыми свойствами не обладает. Сверхсветовые компоненты амплитуд $\left\langle \hat{A}^{\nu}(\mathbf{r},t)\right\rangle_{\text{coh}}$, и $\left\langle \hat{A}^{\nu}(\mathbf{r},t)\right\rangle^{\text{ncoh}}$, согласно формулам (6) и (7), взаимно уничтожают друг друга в результате интерференции. Выражение (8) может быть без труда получено из полуклассической теории излучения, оперирующей неквантованным электромагнитным полем.

Иначе обстоит дело с энергией электромагнитного поля. Для переменного во времени электромагнитного поля отличие от нуля функции $\left\langle \hat{N}(\hat{A}^{\nu})^2\right\rangle$ гарантирует отличие от нуля искомой $\left\langle \hat{N}(\hat{E}^{\nu})^2\right\rangle$. По аналогии с формулой (3)

$$\left\langle \hat{N}(\hat{A}^{\nu})^2\right\rangle \ge \left\langle f_0\psi_0\left|\hat{A}^{\nu}\right|f_0\psi_0\right\rangle^2 + \left\langle \Psi - f_0\psi_0\left|\hat{A}^{\nu}\right|\Psi - f_0\psi_0\right\rangle^2 =$$
$$= \left\langle \hat{A}^{\nu}\right\rangle^2_{\text{coh}} + \left\langle \hat{A}^{\nu}\right\rangle^{\text{ncoh}\,2}. \tag{9}$$

Функции $\left\langle \hat{A}^{\nu}\right\rangle_{\text{coh}}$ и $\left\langle \hat{A}^{\nu}\right\rangle^{\text{ncoh}}$, как указано выше, каждая в отдельности обладают сверхсветовыми компонентами. Поскольку в формуле (9) содержатся квадраты этих функций, то сверхсветовые компоненты не могут теперь компенсировать друг друга в результате интерференции. Таким образом, энергия рассеянного электромагнитного сигнала $\left\langle \hat{N}(\hat{E}^{\nu})^2\right\rangle$, или (согласно нашим соглашениям) функция $\left\langle \hat{N}(\hat{A}^{\nu})^2\right\rangle$, представляется равенством

$$\left\langle \hat{N}\left(\hat{A}^{\nu}(\mathbf{r},t)\right)^2\right\rangle =$$
$$\Big(\int T^{\nu}(\mathbf{r},\mathbf{r}_3,t,t_3)\theta\left(\varepsilon_{j_0}-\varepsilon_{j_2}\right)\theta\Big[\left(\left|\mathbf{r}-\mathbf{R}\right|+\left|\mathbf{r}_3-\mathbf{R}\right|-\right.$$
$$\left.-c\left(t-t_3\right)\right)\Big]d\mathbf{r}_3 dt_3 + c.c.\Big)^2 +$$
$$+\Big(\int T^{\nu}(\mathbf{r},\mathbf{r}_3,t,t_3)\theta\left(\varepsilon_{j_0}-\varepsilon_{j_2}\right)d\mathbf{r}_3 dt_3 + c.c.\Big)^2.$$

Это равенство можно переписать как

$$\left\langle \hat{N}\left(\hat{A}^{\nu}(\mathbf{r},t)\right)^2\right\rangle =$$
$$\Big(\int T^{\nu}(\mathbf{r},\mathbf{r}_3,t,t_3)\theta\left(\varepsilon_{\text{j}_0}-\varepsilon_{\text{j}_2}\right)\theta\Big[c\left(t-t_3\right)-$$
$$-\left|\mathbf{r}-\mathbf{R}\right|-\left|\mathbf{r}_3-\mathbf{R}\right|\Big]d\mathbf{r}_3 dt_3 + c.c.\Big)^2 +$$
$$+2\Big(\int T^{\nu}(\mathbf{r},\mathbf{r}_3,t,t_3)\theta\left(\varepsilon_{\text{j}_0}-\varepsilon_{\text{j}_2}\right)\theta\Big[\left|\mathbf{r}-\mathbf{R}\right|+\left|\mathbf{r}_3-\right.$$
$$\left.-\mathbf{R}\right|-c\left(t-t_3\right)\Big]+c.c.\Big)^2 d\mathbf{r}_3 dt_3. \tag{10}$$

Первое слагаемое в (10) описывает обычный оптический рассеянный сигнал, возникающий и в теории неквантованного поля. Он может быть рассчитан посредством векторов $E^{\nu}(\mathbf{r},t)$ и $B^{\nu}(\mathbf{r},t)$ и стандартных неквантованных уравнений Максвелла. Второе слагаемое описывает возникший перед этим сигналом сверхсветовой квантовый предвестник. Последний занимает ту область пространства, в которой $E^{\nu}(\mathbf{r},t)=0$ и $B^{\nu}(\mathbf{r},t)=0$, и при этом обладает конечной энергией. Это означает, что предвестник имеет неклассическую природу и напоминает поле планковских фотонов, обладающих подобными свойствами. Ещё более удивительно, что формулы квантового предвестника не содержат постоянную Планка $\hbar$ и относятся к редкому семейству формул квантовой теории, обладающих таким свойством. Последнее становится очевидным, если предположить, что роль рассеивающего атома выполняет квантовый осциллятор. Здесь $p^{\nu_1}_{\text{j}_0\text{j}_2} \propto \sqrt{\hbar}$, и, согласно (5), постоянная Планка из расчётов выпадает.

Ещё раз подчеркнём, что предвестник обладает энергией и может переносить информацию со сверхсветовой скоростью. Более того, поскольку второе слагаемое в формуле (10) ничем не ограничивает вектор $\mathbf{r}$, то это означает, что с помощью предвестника сигналы могут передаваться с бесконечно большой скоростью. Наличие энергетических ширин у рассеивающего атома сказывается на ограничении величины $\left|\mathbf{r}-\mathbf{R}\right|$, что уменьшает эффективное значение скорости света в измерениях [6].

## 4. Заключение

В настоящем обзоре не использованы никакие новые гипотезы. В нём рассмотрены лишь известные уравнения квантовой электродинамики, следствия из которых, оказывается, предсказывают наличие в природе сверхсветовых скоростей переноса энергии. Бесконечные скорости в квантовой теории, вообще говоря, хорошо известны. Такой скоростью обладает коллапс волновой функции при экспериментальной фиксации электрона в некоторой точке пространства. Другой пример следует из свойства симметрии волновых функций тождественных частиц. Если принудительно нарушить структуру такой функции в некоторой локальной точке пространства, то симметрия волновой функции немедленно (бесконечно быстро) восстановится. Подобный эффект встречается и в парадоксе Эйнштейна-Подольского-Розена [7]. Отличительной особенностью разобранного в настоящей работе примера служит следующая из уравнений квантовой электродинамики очевидная возможность передачи энергии и информации с бесконечно большой скоростью. Такая скорость обусловлена не скоростью света, а скоростью передачи корреляционных свойств волновых функций, описывающих состояние квантовой системы [8]. Бесконечно большая скорость инвариантна относительно преобразования Лоренца, и поэтому нарушить этого преобразования не может.

Обратим внимание на следующее обстоятельство. Нерелятивистская квантовая механика может быть описана разными математическими аппаратами. Наиболее известны из них матричный метод Гейзенберга (1925 г.) и метод дифференциальных уравнений Шрёдингера (1926 г.).

Принято говорить, что квантовая механика может быть изложена в представлении Гейзенберга или в представлении Шрёдингера. Оба метода приводят к совпадающим результатам. В квантовой электродинамике это свойство теряется [9], и, по сути дела, эти два представления приходится рассматривать как две разные теории. Выбор между ними может указать эксперимент или внутренняя противоречивость одной из них. Квантовая электродинамика в представлении Гейзенберга не приводит к наличию сверхсветовых сигналов [9], что противоречит основам квантовой теории, изложенной во введении. По этой причине в настоящем обзоре используется только представление Шрёдингера. В пользу этого представления указывает и эксперимент [6], в котором исследовался сверхсветовой сигнал, переносящий энергию.

## Приложение

Ниже в представлении Шрёдингера приводится уравнение квантовой электродинамики, следствия которого анализируются в настоящем обзоре. Пусть квантованное электромагнитное поле, генерируемое плотностью классического тока $j^{\nu}(\mathbf{r},t)$, рассеивается атомом, расположенным в точке $\mathbf{R}$. Будем считать, что атом обладает одним валентным электроном с координатой $\mathbf{r}$, и спиновыми эффектами пренебрежём. Волновая функция системы подчиняется уравнению Шрёдингера [2]

$$i\hbar\frac{\partial\Psi(\varsigma,t)}{\partial t}=$$

$$=\left(\int\hat{\psi}^{+}\hat{H}_{a}\hat{\psi}d\mathbf{r}+\hat{H}_{ph}-\frac{e}{mc}\int\hat{\psi}^{+}\hat{p}_{\mathbf{r}}^{\nu}\hat{A}^{\nu}\hat{\psi}d\mathbf{r}-\right.$$

$$\left.-\frac{1}{c}\int j^{\nu}\hat{A}^{\nu}d\mathbf{r}\right)\Psi(\varsigma,t). \quad \text{(П. 1)}$$

Ограничимся квазирезонансным приближением, опустим в гамильтониане член, пропорциональный $\hat{\mathbf{A}}^{2}$, используем калибровку с нулевым скалярным потенциалом и рационализированную гауссову систему единиц. В уравнении (П. 1) приняты следующие обозначения:

$$\hat{H}_{a}=\frac{\hat{p}_{\mathbf{r}}^{2}}{2m}+U(\mathbf{r}-\mathbf{R}),\ \hat{H}_{ph}=$$

$$=\sum_{\mathbf{k}\lambda}\hbar ck\hat{\alpha}_{\mathbf{k}\lambda}^{+}\hat{\alpha}_{\mathbf{k}\lambda},\ \hat{p}_{\mathbf{r}}^{\nu}=-i\hbar\nabla_{\mathbf{r}}^{\nu},\ \hat{\psi}(\mathbf{r})=\sum_{j}\psi_{j}(\mathbf{r}-\mathbf{R})\hat{b}_{j},$$

$$\hat{\psi}^{+}(\mathbf{r})=\sum_{j}\psi_{j}^{*}(\mathbf{r}-\mathbf{R})\hat{b}_{j}^{+},\quad \hat{A}^{\nu}(\mathbf{r})=$$

$$=\sum_{\mathbf{k}\lambda}\sqrt{\frac{\hbar c}{2kV}}e_{\mathbf{k}\lambda}^{\nu}\left(\hat{\alpha}_{\mathbf{k}\lambda}e^{i\mathbf{kr}}+\hat{\alpha}_{\mathbf{k}\lambda}^{+}e^{-i\mathbf{kr}}\right),\quad \varsigma=\ldots,\varsigma_{\mathbf{k}\lambda},\ldots,$$

$$\hat{\alpha}_{\mathbf{k}\lambda}=\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\varsigma_{\mathbf{k}\lambda}+\frac{\partial}{\partial\varsigma_{\mathbf{k}\lambda}}\right),\ \hat{\alpha}_{\mathbf{k}\lambda}^{+}=\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\varsigma_{\mathbf{k}\lambda}-\frac{\partial}{\partial\varsigma_{\mathbf{k}\lambda}}\right).$$

Через $\hat{b}_{\mathrm{j}}$ и $\hat{b}_{\mathrm{j}}^{+}$ обозначены операторы уничтожения и рождения атома, описываемого волновой функцией $\psi_{j}(\mathbf{r}-\mathbf{R})$ и обладающего внутренней энергией $\varepsilon_j$, $V$ – объём квантования. В температурно невырожденном газе можно считать, что эти операторы подчиняются перестановочным соотношениям полей Бозе-Эйнштейна. Единичные векторы $e_{\mathbf{k}\lambda}^{\nu}$, перпендикулярные волновому вектору $\mathbf{k}$ описывают линейную поляризацию поля фотонов $(\lambda=1,2)$. Через $U(\mathbf{r}-\mathbf{R})$ обозначена потенциальная энергия электрона в атоме, $m$ – масса электрона. По повторяющимся индексам $\nu$ здесь и ниже подразумевается суммирование.

## *СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ*

1. *Гайтлер В*. Квантовая теория излучения. – М.: Изд-во иностр. лит., 1956. – С. 100.

2. *Векленко Б.А*. Нестационарное рассеяние квантованного электромагнитного поля на возбуждённом атоме // Прикладная физика. – 2010. – № 3. – С. 10–17.

3. *Левич В. Г., Вдовин Ю.А., Мямлин В.А.* Курс теоретической физики. Ч. II. – М.: Физматгиз, 1962. – С. 663.

4. *Берестецкий В. Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Теоретическая физика. В 10 томах. Том IV. Квантовая электродинамика. – М.: Наука, 1980. – С. 257.

5. *Векленко Б*.А. Природа фотона и квантовая оптика // Светотехника. – 2018. – № 1. – С. 7–14.

6. *Векленко Б.А., Малахов Ю.И., Нгуен К.Ш.* Сверхсветовые сигналы в квантовой оптике // Инженерная физика. – 2013. – № 5. – С. 25.

7. *Эйнштейн А., Подольский Б.. Розен Н*. Можно ли считать, что квантово-механическое описание физической реальности является полным? // УФН. – 1936. – Т. 16. – С. 436–457.

8. *Кадомцев Б.Б*. Динамика и информация // УФН. – 1994. – Т. 164. – С. 449–530.

9. *Векленко Б.А.* Сверхсветовые скорости и неэквивалентность представлений Шрёдингера и Гейзенберга в квантовой электродинамике // Инженерная физика. – 2013. – № 11. Инженерная физика. – С. 3–9.

***Векленко Борис Александрович,*** *доктор физ.-мат. наук, профессор. Окончил в 1955 г. МЭИ. Главный научный сотрудник ОИВТ РАН. Область научных интересов (в настоящее время): вопросы квантовой теории излучения*