

A. I. Titov

Квантовые процессы в коротких и интенсивных электромагнитных (лазерных) полях

Быстрый прогресс в лазерной технологии дает беспрецедентную возможность исследовать поведение квантовых процессов в интенсивных электромагнитных (ЭМ) полях. Уже достигнута интенсивность лазеров $I_L \sim 2 \cdot 10^{22}$ Вт/см², и при этом ожидается, что интенсивности порядка $I_L \sim 10^{23} \dots 10^{25}$ Вт/см² будут получены в ближайшее время. Ряд лазерных проектов создается в странах-участницах ОИЯИ или странах, связанных с ОИЯИ на основе двухсторонних договоров, например: проект «European Laser Infrastructure», объединяющий Чешскую Республику, Венгрию и Румынию; петаваттный параметрический лазер, создаваемый в Сарове (Россия); лазеры на свободных электронах в DESY (Гамбург, Германия) и на других установках в известных мировых центрах (см. ссылки в [1]). Столь высокая интенсивность лазерных пучков возможна только в коротких, фемтосекундных импульсах, что соответствует нескольким

осцилляциям (или даже долям осцилляции) в одном импульсе. Это ставит принципиально новые условия для теории: квантовая электродинамика становится нелинейной с существенно нелокальными ЭМ-взаимодействиями. Как результат, теория предсказывает качественно новый эффект многофотонного взаимодействия пробного фотона или электрона с лазерным импульсом. В качестве примера рассмотрим образование e^+e^- пар при взаимодействии внешнего (пробного) фотона с лазерным импульсом и обобщенное комптоновское рассеяние электрона интенсивным лазерным импульсом.

Ниже мы используем естественное предположение, что лазерный циркулярно поляризованный импульс может быть аппроксимирован ЭМ четырехпотенциалом в аксиальной калибровке $A^\mu = (0, \mathbf{A}(\phi))$ с $\mathbf{A}(\phi) = f(\phi)(\mathbf{a}_1 \cos \phi + \mathbf{a}_2 \sin \phi)$, где $\phi = k \cdot x$ есть инвариантная фаза с 4-волновым вектором $k = (\omega, \mathbf{k})$,

A. I. Titov

Quantum Processes in Short and Intensive Electromagnetic (Laser) Fields

The rapid progress in laser technology offers novel and unprecedented opportunities to investigate quantum systems with intense laser beams. The laser intensity $I_L \sim 2 \cdot 10^{22}$ W/cm² has already been achieved and intensities of an order of $I_L \sim 10^{23} \dots 10^{25}$ W/cm² are envisaged in the near future. A number of these projects are being developed in the Member States of JINR or closely related to JINR on the basis of bilateral agreements (e.g., the European Laser Infrastructure project involved the Czech Republic, Romania and Hungary; the PEARL laser facility at Sarov/Nizhny Novgorod, Russia; the XFEL facility in DESY/Hamburg, Germany, and some other laser centres around the world (see, for example, [1] and references therein)). The high intensities are provided in short pulses at a femtosecond pulse duration level with only a few oscillations of the electromagnetic (e.m.) field or even subcycle pulses, which requires the development of the quantum electrodynamics at the new level: it becomes essentially nonlinear with nonlocal e.m. interactions. As a

result, the theory predicts the new important qualitative effect: multiphoton interaction of an external electron or photon with an intensive laser pulse. Here, we illustrate the new phenomena by the example of e^+e^- -pair production in interaction of an external photon with the intensive laser pulse and the generalized Compton scattering of an external electron off the powerful laser.

We assume that the laser pulse is approximated by the circularly polarized e.m. four-potential in the axial gauge $A^\mu = (0, \mathbf{A}(\phi))$ with $\mathbf{A}(\phi) = f(\phi)(\mathbf{a}_1 \cos \phi + \mathbf{a}_2 \sin \phi)$, where $\phi = k \cdot x$ is the invariant phase with the four-wave vector $k = (\omega, \mathbf{k})$, obeying the field property $k^2 = k \cdot k = 0$ implying $\omega = |\mathbf{k}|$, $\mathbf{a}_{(1,2)} \equiv \mathbf{a}_{(x,y)}$; $|\mathbf{a}_x|^2 = |\mathbf{a}_y|^2 = \mathbf{a}^2$, $\mathbf{a}_x \mathbf{a}_y = 0$; transversality means $\mathbf{k} \mathbf{a}_{x,y} = 0$ in the present gauge. The envelope function $f(\phi)$ ($f(\phi) \rightarrow 0$ at $\phi \rightarrow \pm \infty$) accounts for the finite pulse length. In the case of the infinitely long pulse, $f(\phi) = 1$. To define the pulse duration, one can use the number N of cycles in a pulse, $N = \Delta/\pi = \tau\omega/2$, where the dimensionless quantity Δ or the duration of the

удовлетворяющим условиям $k^2 = k \cdot k = 0$, $\omega = |\mathbf{k}|$, $\mathbf{a}_{(1,2)} \equiv \mathbf{a}_{(x,y)}$; $|\mathbf{a}_x|^2 = |\mathbf{a}_y|^2 = \mathbf{a}^2$, $\mathbf{a}_x \cdot \mathbf{a}_y = 0$; в выбранной калибровке поперечность означает $\mathbf{k} \cdot \mathbf{a}_{x,y} = 0$. Огибающая функция импульса $f(\phi)$ ($f(\phi) \rightarrow 0$ при $\phi \rightarrow \pm \infty$) описывает форму и длительность импульса. В случае бесконечно длинного импульса $f(\phi) = 1$. Длительности импульса можно характеризовать числом осцилляций N в импульсе, $N = \Delta/\pi = \tau\omega/2$, где безразмерная величина Δ или длительность импульса τ являются удобными переменными. Функция огибающей определяется двухпараметрическим ферми-распределением $f(\phi) = \cosh(\Delta/b) + 1 / (\cosh(\Delta/b) + \cosh(\phi/b))$. Это распределение описывает все многообразие огибающих, известных в литературе. Параметр b имеет смысл времени возрастания (убывания) огибающей в области $\phi \sim \Delta$. Малые величины отношения b/Δ соответствуют импульсу с «плоской вершиной». Фактически отношение b/Δ может рассматриваться как второй независимый параметр огибающей функции лазерного импульса. Отметим, что квантовые процессы в бесконечно длинных ЭМ-полях были детально рассмотрены в работах Райса, группы Ритуса и работах других авторов (ссылки см. в обзоре [2]). Однако использованные в ранних работах условия $\Delta \rightarrow \infty$ и $\omega \rightarrow 0$ не соответствуют требованиям современных лазерных проектов, в ко-

торых ожидаются большие интенсивности I_L , малые Δ и конечные ω . Все это требует разработки новой теории для исследования квантовых процессов в условиях сильных и ультракоротких ЭМ-полей. Такой подход был разработан в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ и суммирован в обзоре [1]. Интенсивность ЭМ-поля определяется безразмерной переменной $\xi^2 = -e^2 \langle |A|^2 \rangle / M_e^2$, где M_e — масса электрона и $e^2/4\pi = \alpha \approx 1/137$. Переменная ξ^2 связана с интенсивностью лазерного импульса I_L как $\xi^2 \simeq (5,62 \cdot 10^{-19}) / \omega^2 [\text{эВ}^2] \langle I_L \rangle [\text{Вт/см}^2]$. В случае образования e^+e^- пар удобно ввести вторую безразмерную переменную $\zeta = s_{\text{thr}}/s$, где s есть квадрат полной энергии в системе центра масс, а переменная $s_{\text{thr}} = 4M_e^2$ есть пороговое значение начальной энергии. То есть переменная ζ является чисто кинематической величиной и означает, что при $\zeta > 1$ линейный процесс Брейта–Уиллера $\gamma' + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$ находится под порогом и кинематически запрещен. Однако многофотонные эффекты, вызванные нелинейным процессом $\gamma' + l\gamma \rightarrow e^+ + e^-$, разрешены даже для $\zeta > 1$. Мы называем такие процессы подпороговым рождением e^+e^- пар. Полный выход (вероятность рождения) e^+e^- пар определяется интегралом $W = \int_{l_{\text{min}}}^{\infty} dlw(l)$, где $w(l)$ есть парциальная ве-

pulse τ are further useful measures. The envelope function is described by the two-parameter symmetrized Fermi shape widely used for parametrization of the nuclear density: $f(\phi) = \cosh(\Delta/b) + 1 / (\cosh(\Delta/b) + \cosh(\phi/b))$. This shape covers a variety of relevant envelopes discussed in literature. The parameter b describes the ramping time in the neighborhood of $\phi \sim \Delta$. Small values of the ratio b/Δ cause a flat-top shaping. In fact, the ratio b/Δ can be treated as the second independent parameter for the envelope function. Note that the quantum processes occurring in the interactions of charge fermions in an infinitely long e.m. pulse were investigated in detail in the pioneering papers of Reiss, Ritus group and some others (see, for example, [2] and references therein). However, the conditions $\Delta \rightarrow \infty$ and $\omega \rightarrow 0$ considered in these papers do not correspond to the conditions of modern laser projects, where large pulse intensity I_L , small Δ and finite ω are expected, which requires the elaboration of new approaches for describing the quantum processes in strong and ultra-short e.m. fields, since the known old methods no longer work. Such an approach was elaborated at BLTP JINR and summarized in the review paper [1].

The e.m. field intensity is determined by the dimensionless variable $\xi^2 = -e^2 \langle |A|^2 \rangle / M_e^2$, where M_e is the electron mass and $e^2/4\pi = \alpha \approx 1/137$. The variable ξ^2 is related to the laser pulse strength I_L as $\xi^2 \simeq (5.62 \cdot 10^{-19}) / \omega^2 [\text{eV}^2] \langle I_L \rangle [\text{W/cm}^2]$.

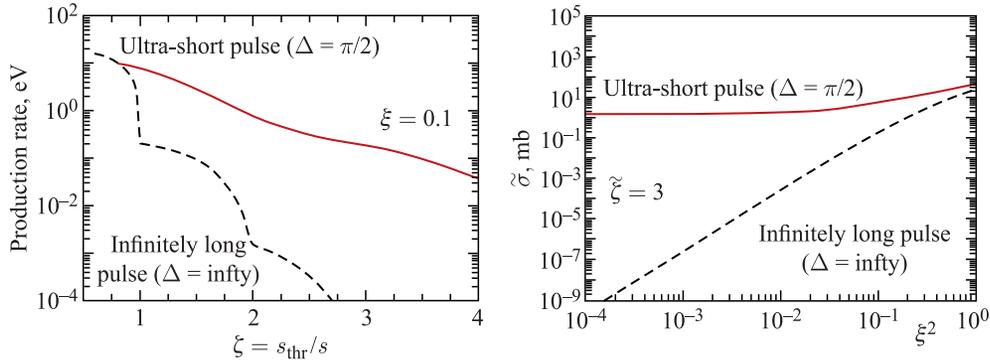
In the case of the e^+e^- -pair emission the second relevant dimensionless variable is $\zeta = s_{\text{thr}}/s$, where s is the square of the total energy in the center of mass and the variable $s_{\text{thr}} = 4M_e^2$ is the square of the initial energy at the threshold. The variable ζ is a pure kinematic quantity with the meaning that for $\zeta > 1$ the linear Breit–Wheeler process $\gamma' + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$ is subthreshold, i.e. kinematically forbidden. However, multiphoton effects enable the nonlinear process $\gamma' + l\gamma \rightarrow e^+ + e^-$ even for $\zeta > 1$ which we refer to as the subthreshold pair production. The total production rate (or probability) of the e^+e^- emission is equal to the integral $W = \int_{l_{\text{min}}}^{\infty} dlw(l)$, where $w(l)$ is a partial probability and the integration starts from the kinematical limit $l_{\text{min}} = \zeta$ (for detail, see [1, 3]). The production rate of the e^+e^- emission as a function of ζ is exhibited in the left panel of the figure for the infinitely long and

роятность, а интегрирование начинается от кинематического предела $l_{\min} = \zeta$ (детали см. в [1,3]). Выход e^+e^- пар как функция от ζ приведен на рисунке слева для бесконечно длинного и ультракороткого импульса с $\Delta = \pi/2$ и $b/\Delta = 0,15$. Видно, что в подпороговой области выход e^+e^- пар для ультракороткого импульса значительно (на несколько порядков величины) усилен по сравнению с предсказанием для бесконечно длинного импульса. Этот эффект объясняется нелинейной динамикой переходных амплитуд и спецификой спектральных свойств огибающих функций $f(\phi)$, которые

генерируют высокоимпульсные компоненты в парциальных амплитудах, которые и приводят к предсказанному усилению.

В противоположность процессу Брейта–Уиллера, комптоновское рассеяние фотона электроном на фиксированный угол всегда выше порога, что усложняет выделение многофотонных взаимодействий типа $e + l\gamma \rightarrow e' + \gamma'$ на фоне однофотонных процессов. Эту трудность можно преодолеть, если вместо полных сечений анализировать частично проинтегрированные сечения [1]. Здесь много-

Слева: выход e^+e^- пар во взаимодействии $\gamma +$ лазер как функция подпорогового параметра ζ при $\xi = 0,1$. Результаты для бесконечно длинного и ультракороткого с $\Delta = \pi/2$ импульсов изображены штриховой и сплошной кривыми соответственно. Справа: частично проинтегрированное сечение комптоновского рассеяния как функция от интенсивности ЭМ-поля ξ^2 при значении подпорогового параметра $\tilde{\zeta} = 3$. Обозначения те же, что и слева



Left panel: The rate of the e^+e^- emission in the $\gamma +$ laser interaction as a function of the subthreshold parameter ζ at $\xi = 0.1$. The results for an infinitely long pulse and a ultra-short (subcycle) pulse with $\Delta = \pi/2$ are shown by the dashed and solid curves, respectively. Right panel: The partially integrated Compton scattering as a function of the field intensity ξ^2 at the subthreshold parameter $\tilde{\zeta} = 3$. The notation is the same as in the left panel

subcycle pulse with $\Delta = \pi/2$ and $b/\Delta = 0.15$. One can see that in the subthreshold region the yield of e^+e^- pairs in the case of subcycle pulse is greatly enhanced (by several orders of magnitude) in comparison with the prediction for the infinitely long pulse. This effect is explained by the nonlinear dynamics of the corresponding transition amplitudes and specifics of the envelope functions which generate the high-frequency components in the partial amplitudes and lead to predicted enhancement.

Contrary to the Breit–Wheeler process, the Compton scattering at a fixed scattering angle is always above the threshold, making it difficult to distinguish the multiphoton dynamics in the interaction $e + l\gamma \rightarrow e' + \gamma'$. This difficulty can be overcome if instead of the total cross section one explores the partly integrated cross section, where the nonlinear dynamics becomes most transparent [1]. The partially energy-integrated cross section is defined as $\tilde{\sigma}(\omega') = \int_{l_{\min}}^{\infty} dl d\sigma(l)/dl$, where ω' is the energy of the

outgoing photon, $d\sigma(l)/dl = (d\sigma(\omega)/d\omega)(d\omega(l)/dl)$ is the partial cross section, and the low limit of integral is $l_{\min} = \tilde{\zeta} = \omega'/\omega_1'$ with ω_1' being the energy of outgoing photon in the one-photon process $e + \gamma \rightarrow e' + \gamma'$. The variable $\tilde{\zeta}$ is an analog of subthreshold variable ζ in the Breit–Wheeler process and characterizes the multiphoton interactions. The figure (right panel) illustrates the partially integrated cross sections for the infinitely long and subcycle pulses as the functions of the field intensity ζ^2 at the subthreshold parameter $\tilde{\zeta} = 3$. Again, one can see a great amplification of the cross section for the subcycle pulse induced by the nonlinear dynamics of the process and dispersion properties of the pulse envelope function.

In summary, we can conclude that the new generation of lasers offers a wide range in investigations of new nonlinear, multiphoton effects in quantum electrodynamics.

фотонная динамика проявляется наиболее ярко. Частично проинтегрированные сечения определяются как $\tilde{\sigma}(\omega') = \int_{l_{\min}}^{\infty} dl d\sigma(l)/dl$, где ω' — энергия уходящего фотона, а $d\sigma(l)/dl = (d\sigma(\omega)/d\omega)(d\omega(l)/dl)$ есть парциальное сечение. Нижний предел интегрирования определяется как $l_{\min} = \tilde{\xi} = \omega'/\omega_1'$, где ω_1' есть энергия уходящего фотона в однофотонном процессе $e + \gamma \rightarrow e' + \gamma'$. Величина $\tilde{\xi}$ является аналогом подпороговой переменной в процессе Брейта–Уиллера и характеризует многофотонные взаимодействия. Справа на рисунке показаны частично проинтегрированные сечения для бесконечного и ультракороткого импульсов в зависимости от интенсивности поля ζ^2 для подпорогового параметра $\tilde{\xi} = 3$. Вновь видно сильное увеличение частично проинтегрированных сечений для ультракоротких импульсов, вызванное нелинейной динамикой амплитуд перехода и дисперсионными свойствами огибающих лазерных функций.

В заключение можно констатировать, что разрабатываемые лазерные проекты открывают широкую область исследований качественно новых эффектов в квантовой электродинамике.

Список литературы / References

1. Titov A. I., Kämpfer B., Hosaka A., Takabe H. // Phys. Part. Nucl. 2016. V.47. P.456.
2. Ritus V.I. // J. Sov. Laser Res. (United States). 1985. V.6. P.497.
3. Titov A. I., Takabe H., Kämpfer B., Hosaka A. // Phys. Rev. Lett. 2012. V.108. P. 240406.