

ОБ ИЗМЕРЕНИИ ЭФФЕКТИВНОЙ МАССЫ В СВЕТОВОМ ПОЛЕ ПО СПЕКТРУ ИЗЛУЧЕНИЯ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ЛАЗЕРНОМ ФОКУСЕ

С.П.Гореславский, Н.Б.Нарожный, О.В.Щербачев

*Московский инженерно-физический институт
115409 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 6 декабря 1994 г.

Показано, что измерение спектра излучения электронного пучка, взаимодействующего с фокусированным лазерным импульсом, позволяет непосредственно наблюдать сдвиг частот излучения, возникающий вследствие зависимости эффективной массы электрона от интенсивности светового поля.

Нелинейное комптоновское рассеяние высокоинтенсивного лазерного излучения пучком ультрарелятивистских электронов представляет интерес как с точки зрения проверки предсказаний нелинейной квантовой электродинамики [1], так и для обсуждаемых проектов лазерного синхротрона [2]. Имеются в виду поля с безразмерной интенсивностью $\eta^2 = e^2 \langle E^2 \rangle / 2m^2 \omega^2$, приближающейся к единице. Для частоты лазера $\omega = 1 \text{ эВ}$ значение $\eta = 1$ достигается при интенсивности $\sim 10^{18} \text{ Вт/см}^2$.

Теория, в которой сильное лазерное поле рассматривается как плоская монохроматическая волна [3], предсказывает, что спектрально-угловое распределение рассеянного излучения состоит из дискретных гармоник. В лабораторной системе отсчета частота основной гармоники зависит от направления излучения и сдвинута относительно частоты рассеянного фотона в обычном комптон-эффекте. Величина сдвига зависит, вообще говоря, от среднего 4-импульса электрона q_μ , который в свою очередь зависит от интенсивности волны. При некоторых условиях оказывается, что сдвиг зависит не от компонент q_μ по отдельности, а от эффективной массы, определяемой соотношением $q_\mu^2 = m_*^2$ и равной $m_*^2 = m^2(1 + \eta^2)$.

Поля с η порядка единицы получаются в коротких фокусированных лазерных импульсах, поле которых неоднородно в пространстве и времени. В таких полях средний импульс и эффективная масса меняются вдоль траектории электрона, что приводит к модуляции частот излучаемых гармоник. Эта модуляция значительно меняет картину спектрально-углового распределения: дискретные гармоники уширяются, а при достаточно высокой интенсивности ($\eta > 1$) перекрываются, так что спектр становится непрерывным [4].

Прямой эксперимент по наблюдению зависящего от интенсивности сдвига частоты и эффективной массы до сих пор не выполнен. Конечно, в таком эксперименте можно было бы непосредственно изучать спектрально-угловое распределение излучения. Однако эти измерения связаны со значительными трудностями, так как требуется хорошее угловое расширение внутри узкого конуса, в котором сосредоточено излучение релятивистского электрона.

Цель настоящей статьи – показать, что эффективная масса может быть определена в более простом эксперименте по измерению интегрального по направлениям спектра излучения, возникающего при столкновении быстрого

электрона с фокусированным лазерным лучом. Модель формируется следующим образом. Свободный электрон с энергией

$$1 \ll \gamma = \epsilon/m \ll m/\omega = 10^5 \quad (1)$$

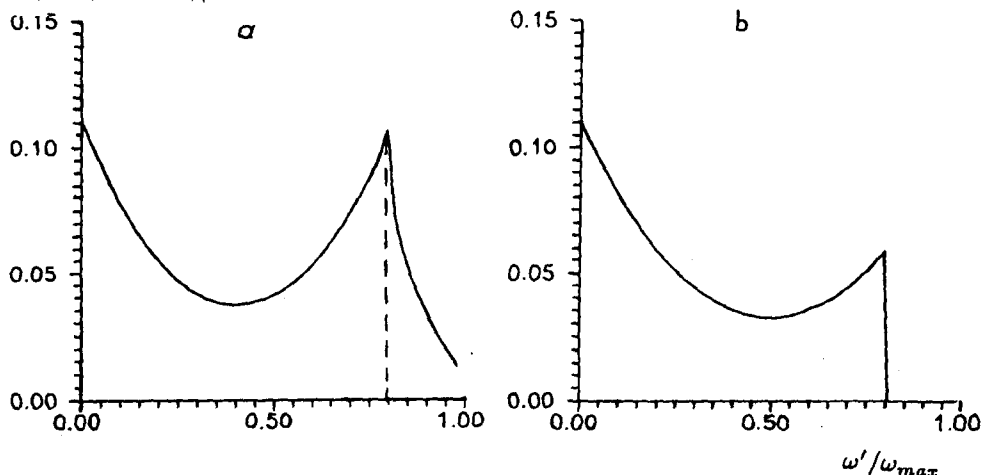
налетает вдоль оси x на фокусированный лазерный луч с частотой ω , распространяющийся в направлении оси z . Радиус фокусировки луча много больше длины волны: $R \gg \lambda$, а максимальная интенсивность на его оси удовлетворяет условию $\eta^2(0) < 1$. Это ограничение существенно упрощает расчеты, так как, с одной стороны, в спектре преобладает основная гармоника, а с другой – автоматически выполняется условие $\gamma \gg \eta(0)$, в силу которого усредненная траектория практически не отличается от прямолинейной и вдоль нее интенсивность зависит от единственной декартовой координаты $\eta^2 = \eta^2(x)$. Правое неравенство в (1) позволяет пренебречь квантовыми эффектами при излучении.

Поскольку $\gamma \gg 1, \eta(0)$, электрон, попадая в поле, остается ультрарелятивистским и излучает в узкий конус вдоль средней скорости. В приближении $\theta \ll 1$ (θ – угол направления излучения с осью x) частоты, излучаемые в пределах основной гармоники, равны [4]

$$\omega' = 2\omega\gamma^2 / [(m_*(x)/m)^2 + (\gamma\theta)^2]. \quad (2)$$

Спектр ограничен сверху частотой $\omega_{max} = 2\omega\gamma^2$, которая излучается на угол $\theta = 0$ на периферии фокуса, где интенсивность мала и $m_* = m$. Эта частота совпадает с частотой рассеянного фотона в обычном эффекте Комптона на движущемся электроне. Частота, излучаемая на угол $\theta = 0$ в центре луча, где интенсивность лазера и эффективная масса максимальны, а именно $\omega(0) = \omega_{max}(m/m_*(0))^2$ меньше, чем ω_{max} . В неоднородном поле одна и та же частота ω' излучается из различных точек траектории под различными углами при условии, что знаменатель выражения (2) остается постоянным.

$dN/d\omega'$, отн. ед.



Спектральная плотность фотонов, излученных быстрым электроном ($\gamma = 10^3$): а – за пролет через фокусированный лазерный луч ($\eta(0) = 0,5, kR = 200$); б – в однородном световом поле ($\eta = 0,5$) за время $\tau = \sqrt{\pi}R/c$

Спектр излучения находится интегрированием ранее полученного спектрально-углового распределения [4]. Опуская детали расчета, приведем результат, изображенный на рисунке *a*. Спектральная плотность фотонов получается делением спектральной плотности излучения на энергию фотона ω' . Для сравнения на рисунке, *b* приведен спектр излучения основной гармоники в однородном поле монохроматической волны с интенсивностью $\eta^2(0)$. Здесь верхняя граница спектра $\omega(0)$ сдвинута, по сравнению с комптоновским, в красную сторону из-за увеличения эффективной массы. Спектр в области $\omega' < \omega(0)$ связан с излучением основной гармоники на углы $\theta \neq 0$. Со стороны $\omega' > \omega(0)$ имеется вклад от высших гармоник, который, однако, при $\eta < 1$. Отсюда резкий скачкообразный спад спектра при $\omega' = \omega(0)$.

Из рисунка видно, что примечательной особенностью спектра в фокусированном поле является высокочастотный участок $\omega(0) < \omega' < \omega_{max}$, который при $\eta(0) < 1$ в основном формируется под влиянием переменной эффективной массы. Для параметров на рисунке в точке $\omega' = 0,9\omega_{max}$ вклад высших гармоник не превышает 10%. С ростом интенсивности ширина этого участка увеличивается и при $\eta^2(0) = 0,5$ составляет треть всего спектра основной гармоники. Резкий скачок, предсказываемый теорией в однородном поле, превращается в асимметричный максимум около $\omega(0)$. Слева от максимума ($\omega' < \omega(0)$) переменность эффективной массы в спектре выражена менее ярко.

Таким образом, измерение спектра излучения быстрых электронов, пересекающих фокусированный лазерный луч не слишком высокой интенсивности $\eta(0) < 1$, дает информацию об эффективной массе электрона. Положение максимума $\omega(0)$ с высокой точностью определяет интенсивность на оси фокуса: $\omega_{max}/\omega(0) - 1 = \eta^2(0)$.

С точки зрения приложений и, в частности, создании лазерного синхротрона, переменная масса является дополнительным фактором уширения спектра излучения, который становится главным при приближении η к единице.

Авторы признательны за стимулирующие дискуссии Дж. Эберли и Д. Мак-Айверу.

-
1. K.T.McDonald et al., Proposal for experimental studies and non-linear quantum electrodynamics, 1986 (DOF/ER/3072-38).
 2. P.Sprangle, A.Ting, E.Esarey and A.Fisher, J. Appl. Phys. **72**, 5032 (1992).
 3. В.И.Ригус, Труды ФИАН **3**, 5 (1979); T.W.B.Kibble, Phys. Rev. **150**, 1060 (1966).
 4. S.P.Goreslavskii, N.B.Narozhny, O.V.Shcherbachev, and V.P.Yakovlev, Laser Physics **2**, 1025 (1992); **3**, 421 (1993).