



О возможности создания рекордного источника жёстких гамма квантов в России

Н. А. Винокуров



Аннотация

Рассмотрена возможность создания самого интенсивного в мире источника квазимонохроматического гамма-излучения в диапазоне энергий 1 – 300 МэВ с потоком до 10^{11} фотонов в секунду и угловой расходимостью порядка 1 мрад.



Актуальность работы

Изучение фотоядерных реакций, таких как комптоновское рассеяние на ядрах, фотовозбуждение ядер, фоторазвал ядер, и многих других является одним из важнейших методов исследования ядерных степеней свободы. Это связано, в частности, с тем, что переносчиками нуклон-нуклонного взаимодействия могут быть заряженные частицы, такие как заряженные π -мезоны или заряженные ρ -мезоны. Поэтому фотон может взаимодействовать не только с протонами, но и с этими переносчиками (так называемые мезонные токи, играющие важную роль в структуре ядер). Одними из фундаментальных характеристик протона и нейтрона являются так называемые электрическая и магнитная поляризуемости, которые связаны с комптоновским рассеянием и зависят от внутренней структуры протона и нейтрона. Изучение вопроса, насколько поляризуемости нуклонов внутри ядра отличаются от поляризуемости свободных нуклонов является актуальной задачей. В частности, важным является изучение зависимости сечения фотопоглощения различных ядер от энергии фотона.



Таковыми экспериментами занимаются в ведущих лабораториях мира, например, в лаборатории Джэфферсона (США), в лаборатории университета Майнца (Германия) и др. С подробностями можно ознакомиться в обзоре:

Th. Hütt, A.I. L'vov, A.I. Milstein, M. Schumacher “Compton scattering by nuclei”, *Physics Reports* 323 (2000) 457-594.

Создание в России самого интенсивного в мире источника квазимонохроматического гамма-излучения в диапазоне энергий 1–300 МэВ с потоком до 10^{11} фотонов в секунду и угловой расходимостью порядка 1 мрад позволит совершить качественный скачок в фотоядерной физике.



Поток комптоновских гамма квантов с единицы длины промежутка взаимодействия при токе электронного пучка I и средней мощности излучения поперечно одномодового лазера P равен

$$\frac{d^2 N}{dtdz} = 2 \frac{I}{e} \frac{P}{\hbar \omega c} \frac{\sigma_T}{S} = 2 \frac{I}{e} \frac{P}{\hbar \omega c} \frac{\sigma_T}{2\pi \sqrt{\left(\frac{\lambda \beta_l}{4\pi} + \sigma_x^2\right) \left(\frac{\lambda \beta_l}{4\pi} + \sigma_y^2\right)}} =$$

$$2 \frac{I}{e} \frac{P}{\pi \hbar c^2 \beta_l} \frac{\sigma_T}{\sqrt{\left(1 + \frac{4\pi \sigma_x^2}{\lambda \beta_l}\right) \left(1 + \frac{4\pi \sigma_y^2}{\lambda \beta_l}\right)}} \approx 2 \frac{I}{e} \frac{P}{\pi \hbar c^2 z_0} \frac{\sigma_T}{1 + z^2/z_0^2}$$

где

$$\beta_l = z_0 + \frac{z^2}{z_0},$$

$$\sigma_T = \frac{8}{3} \pi r_e^2$$

При достаточно больших размерах светового пучка, т. е.

$\sqrt{\lambda z_0 / (4\pi)} \gg \sigma_x, \sigma_y$, после интегрирования по продольной координате z (длине прямолинейного промежутка $L \gg z_0$) получим полный поток

$$\frac{dN}{dt} = 2 \frac{I}{e} \frac{P \sigma_T}{\hbar c^2} = \frac{16\pi}{3} \alpha \frac{I}{I_A} \frac{P}{mc^2} \approx 0,88 \cdot 10^{11} I(\text{А}) P(\text{кВт}) \Gamma_{\text{Ц}}$$

Если излучение лазера состоит из периодических наносекундных импульсов, синхронизованных со сгустками электронов, то P – пиковая мощность лазера, а средняя мощность может быть гораздо меньше.



Иттербиевый волоконный одномодовый лазер с мощностью 10 кВт



Для получения гамма кванта с энергией 30 МэВ из фотона лазерного излучения с энергией 1 эВ требуется энергия электрона не менее 1,4 ГэВ. Большой (до 1 А) средний ток электронного пучка при такой энергии электронов достигается только в электронных накопителях. Поэтому для получения большого потока квазимонохроматических гамма квантов предлагается использовать электронный накопитель с максимальной энергией более 1,5 ГэВ.

Для одновременной работы нескольких пользователей на орбите накопителя должно быть несколько прямолинейных промежутков, где генерируются гамма кванты.



Схема расположения источника гамма квантов



Комплекс расположен в трёх одинаковых стандартных четырёхпролётных промышленных зданиях. В каждом здании установлено по четыре мостовых крана, с помощью которых проводится монтаж установки, включая бетонные блоки радиационной защиты. На схеме не показана отдельно стоящая небольшая градирня.



Если после рассеяния фотона электрон теряет более 2% энергии, то он уходит из накопителя. Поэтому при генерации гамма квантов высокой энергии следует обеспечить инжекцию электронов со средним током

$$I_{inj} = e \frac{dN}{dt} \approx 1,4 \cdot 10^{-8} P(\text{кВт}) I$$

Так как при инжекции может возрасти фоновое тормозное излучение, то на время инжекции детекторы гамма квантов на пользовательской станции желательно отключать. Поэтому следует минимизировать частоту инжекции за счёт увеличения заряда инжектированного сгустка. Кроме того, возможна инжекция цуга из нескольких сгустков, следующих с частотой ВЧ накопителя.

Для генерации гамма квантов с относительно низкой энергией предпочтительно использовать мощные ИК лазеры, например, CO_2 и CO , и использовать электронный накопитель с большим энергетическим акцептансом. Тогда после рассеяния электроны остаются в накопителе.



1. Например, при излучении гамма кванта с энергией 30 МэВ электрон теряет такую же энергию. Принимая энергетический акцептанс накопителя равным 2%, получаем, что для сохранения электронов после рассеяния энергия электронов должна превышать $30/0,02 = 1500$ МэВ.

При таких параметрах необходимая энергия фотонов лазера равна 0,83 эВ, т. е. длина волны излучения лазера составляет 1,5 мкм.

2. Для иттербиевого лазера с длиной волны 1,1 мкм максимальная энергия электронов, при которой они не теряются после рассеяния, составляет 1,16 ГэВ. При этом максимальная энергия гамма квантов равна 23 МэВ.

Исходя из этих соображений максимальная рабочая энергия накопителя должна быть не менее 1,5 ГэВ. При этом генерация гамма квантов с энергией более 30 МэВ происходит с потерей электронов. Использование KrF лазера с длиной волны 0,248 мкм позволяет получать гамма кванты с энергией до 180 МэВ.



Основные параметры накопителя и инжектора

Максимальная энергия электронов, ГэВ	2
Средний ток, А	0,1
Периметр электронного накопителя, м	150
Частота ускоряющего напряжения, МГц	90
Ускоряющее напряжение, МВ	1
Энергетический акцептанс, %	2
Коэффициент расширения орбит	- 0,005
Длина линейного ускорителя-инжектора, м	150
Заряд в сгустке линейного ускорителя, нКл	1
Максимальный допустимый нормализованный эмиттанс, мкм	50
Максимальная частота повторения инжекции, Гц	25
Максимальный энергетический разброс, %	0, 1
Общая потребляемая мощность, МВт	10

Инжекция электронов из линейного ускорителя в накопитель проводится на рабочей энергии накопителя с частотой повторения до 25 Гц.



Основные параметры источника излучения

Энергия фотонов, МэВ	1-300
Количество каналов вывода на экспериментальные станции	3
Поток фотонов в диапазоне 1 – 23 МэВ, с ⁻¹	10 ¹¹
Поток фотонов в диапазоне 23 – 300 МэВ, с ⁻¹	10 ¹⁰

В низкоэнергетической части диапазона поток фотонов может быть повышен при использовании более сложных и мощных лазеров. Для увеличения потока в высокоэнергетической части следует повышать средний ток инжектора и энергию накопителя.

Сужение энергетического спектра до полной относительной ширины $\delta = \Delta\varepsilon/\varepsilon_{\max}$ достигается угловой коллимацией с углом $\sqrt{\delta/(1-\delta)}/\gamma$, где γ - множитель Лоренца электронов. При этом остаётся доля полного потока, равная $1,5\delta - 1,5\delta^2 + \delta^3$.

