

Предположим, что массивная частица в начальный момент времени $t = 0$ находилась в начале координат ($\mathbf{r}(0) = 0$) и имела скорость \mathbf{V}_0 , направленную под углом θ_0 к оси z .

Тогда из выражения (3) мы можем получить закон геодезического движения $\mathbf{r} = \mathbf{r}(t)$ и уравнение траектории этой частицы:

$$x = \frac{\beta_0 \sin \theta_0}{1 - \beta_0 \cos \theta_0} (ct - z),$$

$$z = \frac{(ct - z)\beta_0 \cos \theta_0}{1 - \beta_0 \cos \theta_0} + \frac{(ct - z)F_0}{2} - \frac{1}{2} \int_0^{ct-z} F(\xi) d\xi,$$

где $\beta_0 = V_0/c$, а F_0 — значение функции $F(ct - z)$ в точке $\mathbf{r} = 0$ в момент времени $t = 0$.

Совершенно аналогично можно получить закон движения и уравнение траектории для безмассовой частицы. Полагая, что в начальный момент времени $t = 0$ безмассовая частица находилась в начале координат и имела скорость $\mathbf{V}_{ph} = \{V_{ph} \sin \theta_0, 0, V_{ph} \cos \theta_0\}$, направленную под углом θ_0 к оси z , получим

$$x = \frac{\beta_p \sin \theta_0}{1 - \beta_p \cos \theta_0} (ct - z),$$

$$z = \frac{(ct - z)\beta_p \cos \theta_0}{1 - \beta_p \cos \theta_0} + \frac{(ct - z)F_0}{2} - \frac{1}{2} \int_0^{ct-z} F(\xi) d\xi,$$

где $\beta_p = V_{ph}/c$, причем для безмассовой частицы в силу соотношения $ds^2 = 0$ имеем

$$\beta_p = \frac{\sqrt{1 + F_0 \sin^2 \theta_0} - F_0 \cos \theta_0}{(1 - F_0 \cos^2 \theta_0)}.$$

Таким образом, в гравитационном поле (1), которое, согласно уравнениям теории гравитации Виссера, создается плоской электромагнитной волной, массивная ($V_0 < V_{ph}$) и безмассовая ($V_0 = V_{ph}$) частицы движутся по различным траекториям и величина отклонения одной траектории от другой зависит от массы гравитона.

Поэтому, измеряя отклонение одной траектории от другой в фоновом плоском пространстве-времени, можно в принципе измерить массу гравитона. Следует отметить, что метрики (1) и (2) не допускают предельного перехода $m_g \rightarrow 0$, так как в ОТО Эйнштейна плоские электромагнитные и скалярные волны создают гравитационное поле, у которого структура метрического тензора (отличные от нуля компоненты) отличается от структуры метрического тензора (1) теории гравитации Виссера.

Литература

1. Visser M. // General Relativity and Gravitation. 1998. **30**, No. 12. P. 1717.
2. Карецкий М.М. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1999. № 3. С. 13 (Moscow University Phys. Bull. 1999. No. 3. P. 19).

Поступила в редакцию
29.11.99

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 621.384.6

ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫЙ ИСТОЧНИК ЖЕСТКОГО ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ РЕЦИРКУЛЯЦИОННОГО УСКОРИТЕЛЯ

В. К. Гришин, Б. С. Ишханов, С. П. Лихачев

(НИИЯФ)

Обсуждается новая физическая схема источника тормозного рентгеновского и γ -излучения, в котором процесс испускания фотонов сопровождается ускорением электронов. Схема существенно повышает выход как мягких, так и жестких тормозных фотонов при сохранении компактных размеров всего устройства. Компьютерное моделирование подтверждает высокую эффективность подобной схемы.

Источники γ - и рентгеновского тормозного излучения (ИТИ) электронов находят широкое применение в разнообразных исследованиях, и чрезвычайно важно поднять их эффективность, которая не превышает пока 5–10% [1, 2]. Поэтому, учитывая непрекращающиеся поиски более эффективных устройств ИТИ (см., напр., [3, 4]), оценим перспективность предложенной авторами схемы [3] с продленным, многократным циклом излучения, в котором про-

исходит регулярная компенсация энергии, теряемой электронами при прохождении мишени-радиатора.

Одна из возможных практических схем такого рода — электронный циклотрон с индукционным ускорением частиц. Система состоит из плоских магнитов, создающих постоянное магнитное поле (могут использоваться и постоянные магниты) и индукционного сердечника, который проходит сквозь полюсы. С помощью сердечника возбуждается вихревое уско-

ряющее поле. Рабочий цикл начинается с инъекции электронов на внутреннюю орбиту. Далее, ускоряясь, электроны смещаются до некоторой внешней траектории. Непосредственно к последней примыкает радиационная мишень, имеющая клинообразное сечение, направленное острием внутрь системы. Система рассчитывается так, что после достижения электронами внешней орбиты цикл ускорения продолжается и электроны будут смещаться наружу, пересекая мишень, теряя энергию и излучая фотоны. Поскольку толщина мишени растет с увеличением радиуса орбиты, при некотором значении радиуса устанавливается динамическое равновесие между потерями энергии частицы и ее подкачкой (ускорением), и этот баланс будет поддерживаться до конца ускорительного цикла. Затем электроны сбрасываются на дополнительную тормозную мишень, излучая последнюю порцию фотонов, и цикл повторяется. Необходимая устойчивость движения электронов при ускорении вплоть до момента излучения обеспечивается за счет естественного спада величины магнитного поля на периферии полюсов (см., напр., [5]). Судя по данным [6], устойчивая циркуляция должна наблюдаться и на последующем этапе, хотя при излучательном режиме электроны испытывают рассеяние в мишени, отклоняющее их траектории. Согласно прогнозам [3], подобная схема высокоэффективна, а спектр излучаемых фотонов должен обогащаться как мягкими, так и жесткими фотонами.

Эти прогнозы были проверены с помощью компьютерного моделирования, результаты которого излагаются ниже. Моделирование проводилось на основе пакета программ GEANT [7], специально адаптированного для исследования движения частиц в различных электромагнитных полях [6]. Была выбрана указанная схема циклотронного типа с ускоряющим элементом (модельным образом представляющим ускоряющую систему). Электроны с конечной энергией E_0 поочередно инжектировались на промежуточную равновесную орбиту в аксиально-симметричное, слабо спадающее при удалении из центра магнитное поле (начальный этап ускорения частиц, как не представляющий специального интереса, исключался). Ускоряющий элемент обеспечивал на каждом обороте «подкачку» энергии электронов δE . По достижении определенного числа оборотов цикл излучения останавливался.

Проведенное моделирование подтвердило устойчивость движения электронов, траектории которых не выходили за пределы некоторой конечной по сечению трубки тока, несмотря на то что скачки орбит на каждом обороте были заметными. Последние обусловлены как рассеянием электронов в мишени, так и тем, что величины подкачки энергии и ее потери при пересечении мишени были достаточно большими, а динамическое равновесие выполнялось лишь в среднем по определенному числу оборотов (эти обстоятельства отражают случайный характер физических процессов рассеяния и излучения электронов в веществе; программа имитировала это методом Монте-Карло). Количество прослеживаемых цирку-

ляций составляло от нескольких десятков до сотен, и их прекращение обуславливалось в основном недостаточным операционным обеспечением моделирования. Именно последнее обстоятельство побудило обратиться к не самой выигрышной и технически непростой схеме источника с довольно большим уровнем компенсации энергии δE порядка нескольких десятых МэВ за оборот.

Остановимся на данных одного из вариантов моделирования со следующими параметрами: начальная энергия электронов $E_0 = 10$ МэВ, $\delta E = 0,2$ МэВ за оборот. В результате моделирования средняя величина суммарной компенсации энергии $\Delta E = N \delta E$, где N — среднее число оборотов, составила 8 МэВ, а $N = 40$, хотя для отдельных частиц прослеживалось до сотен оборотов. Результаты моделирования для 4000 испытываемых частиц представлены на четырех спектрах, которые позволяют судить об эффективности предлагаемой схемы: спектры $S(10)$ и $S(18)$ — интенсивности традиционного (прямого) тормозного излучения электронов с энергиями соответственно 10 и 18 МэВ, падающих на оптимизированную для данных энергий мишень; спектр $S(8)$ — интенсивность излучения электронов в клиновидной мишени, получивших и потерявших при циркуляции дополнительную энергию 8 МэВ; суммарный спектр $S(10 + 8) = S(10) + S(8)$, поскольку в итоге после окончания рециркуляции электроны сбрасываются на дополнительную тормозную мишень.

Спектры $S(8)$ и $S(10)$, представленные на рис. 1 (соответственно кривые 1 и 2), наглядно демонстрируют преимущество циркуляционного режима излучения и по качеству спектра, и по общей энергии излучения, несмотря на то что спектр $S(8)$ получен при меньшей энергии, теряемой частицами в процессе торможения. Суммарная энергия фотонов $S(8)$ больше суммарной энергии фотонов $S(10)$ примерно в 1,6 раза. Спектры, приведенные на рис. 2, позволяют судить, какие преимущества имеет предлагаемый режим по сравнению с традиционным в случае, когда частицы получают равные энергии от ускорительной системы. Суммарная энергия фотонов $S(10 + 8)$

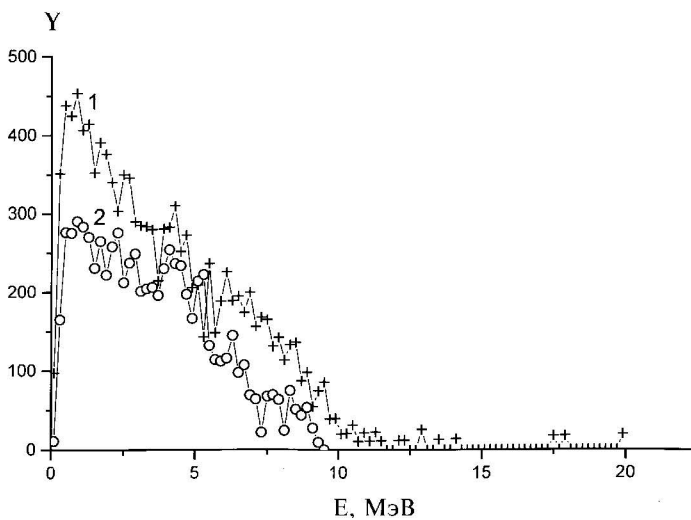


Рис. 1

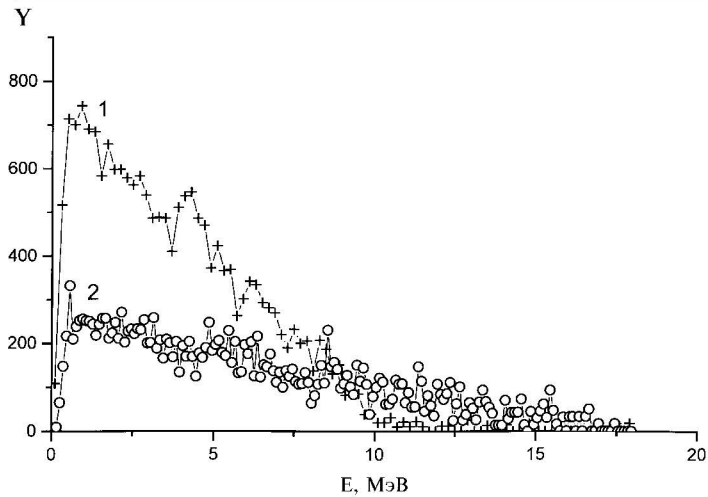


Рис. 2

(кривая 1) больше суммарной энергии фотонов $S(18)$ (кривая 2) примерно в два раза. Подтверждается существенное увеличение фотонного выхода, особенно в области энергии фотонов до 9 МэВ. Лишь в интервале энергий свыше 10 МэВ традиционный источник дает большее число фотонов, которых, впрочем, здесь весьма мало. Любопытно, что в той же области энергий наблюдаются и отдельные фотоны, также генерируемые в пролонгируемом режиме (см. выше).

Наконец, следует учесть, что размеры излучателя-рециркулятора примерно в два раза меньше размеров ускорителя на полную энергию, а стоимость меньше в четыре раза, и это преимущество быстро нарастает по мере продления цикла излучения. Все это указывает на целесообразность серьезной практической проработки рассмотренной схемы.

Литература

1. Findlay D.J.S. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 1990. **B50**. P. 314.
2. Ковалев В.П. Вторичные излучения ускорителей электронов. М.: Атомиздат, 1979.
3. Гришин В.К., Ишханов Б.С., Шведун В.И. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1996. № 1. С. 83 (Moscow University Phys. Bull. 1996. No. 1. P. 69).
4. Kaplin V.V., Lombardo L.W., Mihalchuk A.A. et al. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 1998. **B145**. P. 244.
5. Коломенский А.А. Физические основы методов ускорения заряженных частиц. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1980.
6. Гришин В.К., Ишханов Б.С., Лихачев С.П., Родионов Д.А. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1998. № 3. С. 56 (Moscow University Phys. Bull. 1998. No. 3. P. 69).
7. Brun R., Bruyant F., Maire M. et al. GEANT3 (User manual). GERN, Geneva, Switzerland, 1990.

Поступила в редакцию
06.12.99