

ОНДУЛЯТОРНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Авторы: Е. Г. Бессонов

ОНДУЛЯТОРНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, электромагнитное излучение, испускаемое ускоренными заряженными частицами в ондуляторе. О. и. можно рассматривать как излучение равномерно и прямолинейно движущегося осциллятора. Источники О. и. состоят из ускорителя или накопителя частиц (чаще электронов) и [ондулятора](#). Они могут испускать спонтанное некогерентное, спонтанное когерентное и индуцированное ондуляторное излучение.

Скорость v частицы в ондуляторе можно представить в виде суммы скоростей: постоянной v_n и периодич. переменной $\Delta v(t + T) = \Delta v(t)$ (T – период колебаний частицы в ондуляторе, t – время). Одиночная ускоренная частица, пройдя через ондулятор, испускает волновой пакет, длительность которого Δt в соответствии с [Доплера эффектом](#) зависит от угла θ между v_n и направлением наблюдения. На расстояниях $R \gg K\lambda_0$ (λ_0 – длина периода траектории частицы в ондуляторе, K – число периодов)

$$\Delta t = \frac{K\lambda_0}{c\beta_n(1 - \beta_n \cos \theta)},$$

где $\beta_n = v_n/c$, c – скорость света. Испущенный частицей волновой пакет содержит K периодов, и, следовательно, длина волны и круговая частота осн. гармоники О. и. равны: $\lambda_1 = c\Delta t/K$, $\omega_1 = 2\pi K/\Delta t$. В общем случае волновые пакеты О. и. на интервале Δt не являются гармоническими, и поэтому излучение происходит на гармониках

$$\lambda_k = \frac{\lambda_1}{k} = \frac{\lambda_0(1 - \beta_n \cos \theta)}{k\beta_n}, \quad \omega_k = k\omega_1 = \frac{k\Omega}{1 - \beta_n \cos \theta}$$

где $\Omega = 2\pi\beta_n c/\lambda_0$ – частота колебаний частицы в ондуляторе, k – номер гармоники. При $\theta = 0^\circ$ частоты О. и. максимальны. Вследствие конечной длительности волнового пакета, О. и., испускаемое частицей в некотором направлении, распределено в

интервале частот $\Delta\omega_k$, который определяет естественную ширину линии ω_k :

$$\frac{\Delta\omega_k}{\omega_k} = \frac{1}{kK}.$$

При $K \gg 1$ О. и., наблюдаемое под заданным углом θ , монохроматично.

Осн. часть энергии, испускаемой релятивистской частицей, сосредоточена вблизи направления её мгновенной скорости v в узком диапазоне углов

$$\Delta\theta \approx \frac{mc^2}{E} = \frac{1}{\gamma},$$

где E – энергия частицы, m – её масса, $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ – релятивистский фактор частицы, $\beta = v/c$.

Вектор v в ондуляторе изменяет своё направление относительно v_n в некотором диапазоне углов $\Delta\alpha$. О. и. испускается в диапазоне углов $\Delta\theta \approx \sqrt{1/\gamma^2 + (\Delta\alpha)^2}$. Если $\Delta\alpha \ll 1/\gamma$, то частица при движении в ондуляторе излучает в осн. в направлении, близком к направлению v_n , т. е. в диапазоне углов $\Delta\theta = 1/\gamma$. С увеличением $\Delta\alpha$ растёт ускорение \dot{v} частицы, а следовательно, и полная интенсивность О. и. При $\Delta\alpha > 1/\gamma$ число гармоник О. и. резко возрастает, что приводит к уширению его спектра и сдвигу в более коротковолновую (жёсткую) область. При $\Delta\alpha \gg 1/\gamma$ спектр О. и. становится близким к спектру синхротронного излучения. Величина спектральной плотности потока энергии О. и., испускаемого частицей в направлении v_n на 1-й гармонике, достигает макс. значения при $\Delta\alpha \approx 1/\gamma$ (условию оптимальной генерации для ондулятора с поперечным магнитным полем соответствует параметр $eB\lambda_0/2\pi mc^2 \sim 1$, где B – амплитуда индукции магнитного поля, e – заряд частицы).

Движущаяся в ондуляторе частица, кроме увлекаемого ею кулоновского электромагнитного поля, создаёт вокруг себя дополнит. поле, обусловленное её ускорением. Напряжённость дополнит. электр. поля действует на частицу с силой, направленной против скорости частицы (сила радиационного трения). Это поле испускается в виде волнового пакета О. и. с длиной $c\Delta t = kK\lambda_k$. Напряжённости электр. и магнитного полей волнового пакета являются периодич. функциями

времени, обладающими нулевым ср. значением.

Если излучение испускается пучком частиц, то каждая i -я частица тормозится как в своём собств. электрич. поле, так и в электрич. поле $E_j^ч$ соседних частиц. Кроме того, энергия частицы может изменяться при взаимодействии с электрич. полем $E^в$ внешней волны, проходящей вместе с пучком частиц через ондулятор. Вычисление полей частиц в точке расположения рассматриваемой частицы позволяет найти закон изменения энергии этой частицы в ондуляторе и полную энергию, испущенную пучком. Характеристики пучков О. и. находятся через поля волнового пакета и их фурье-образы в волновой зоне. В общем случае характеристики пучка О. и. зависят от размеров и формы пучка частиц, углового и энергетич. разбросов частиц в пучке, а также от вида ондуляторного излучения.

Спонтанное некогерентное ондуляторное излучение

Если размеры пучка много больше длины волны λ_k испускаемого О. и., а плотность частиц мала, то тормозящие собств. поля частиц в точке их нахождения много больше суммы полей, создаваемых соседними частицами. Поэтому суммарная энергия испущенного О. и. пропорциональна числу частиц N . В этом случае фазы электромагнитных волн, испускаемых разл. частицами, являются случайными величинами, энергия О. и., определяемая квадратом суммы напряжённостей электрич. полей волновых пакетов, испущенных частицами, равна сумме квадратов напряжённостей этих полей, т. к. среднее от произведения компонент полей $\langle E_j E_k \rangle = 0$. Из вычисления полей в волновой зоне также следует вывод о том, что суммарная энергия испущенного О. и. пропорциональна N . Такое излучение называется некогерентным ондуляторным излучением.

В источниках спонтанного некогерентного О. и. внешняя волна отсутствует, частицы пучка излучают независимо друг от друга. Интенсивность излучения такого пучка пропорциональна его току I . В условиях оптимальной генерации поток dn_{ϕ}/dt фотонов О. и. (поток полной, т. е. усреднённой по углам, энергии фотонов, делённый на макс. энергию одного фотона), испускаемых электронами в ондуляторах с поперечными гармонич. полями, равен

$$\frac{dn_{\text{ф}}}{dt} \approx \frac{\alpha K I}{e},$$

где $\alpha \approx 1/137$ – постоянная тонкой структуры, e – заряд электрона. В этих условиях при $K = 10^2$ один электрон, пройдя через ондулятор, испускает один фотон; пучок электронов с $I = 0,1$ А создаёт поток $dn_{\text{ф}}/dt = 4 \cdot 10^7$ фотонов в секунду. Для $\lambda_0 = 3$ см макс. энергия фотонов составляет ок. 300 эВ, если $E = 1$ ГэВ, и ок. 30 кэВ при $E = 10$ ГэВ. Источники О. и. с такими параметрами целесообразно создавать на основе синхротронов и накопителей электронов, в прямолинейных промежутках которых устанавливают ондуляторы. В этом случае достигается высокая эффективность источников за счёт многократного прохождения частиц через ондулятор: электроны, потеряв энергию на излучение, восстанавливают её при движении в ускоряющей системе синхротрона (накопителя) и затем вновь попадают в ондулятор. Высокую эффективность можно получить в линейных ускорителях и рециркуляторах, если использовать рекуперацию энергии пучка.

Спонтанное когерентное ондуляторное излучение

Если размеры пучка при прохождении им всей длины ондулятора остаются меньшими длины волны испускаемого О. и., что возможно при малом эмиттансе пучка, то в этом случае тормозящие собств. поля рассматриваемой частицы и поля соседних частиц в точке её нахождения примерно равны и направлены в одну сторону. Поэтому поля складываются, а энергия испущенных волновых пакетов превосходит энергию одного пакета в N^2 раз. В этом случае пучок частиц испускает спонтанное когерентное О. и., которое в $N \gg 1$ раз превосходит энергию спонтанного некогерентного О. и. и имеет характеристики, совпадающие с характеристиками О. и., испускаемого одной точечной частицей. Если продольные размеры пучка малы ($l < \lambda_k$), а поперечные – велики ($d \gg \gamma \lambda_k$), плотность частиц в пучке однородна, то частицы пучка можно рассматривать как систему осцилляторов, расположенных на плоскости и формирующих движущуюся антенну типа «фазированная решётка». В этом случае под углом $\theta = 0^\circ$ испускается когерентное О. и. в узком диапазоне углов $\Delta\theta = \lambda(\theta = 0^\circ)/d \ll 1/\gamma$. Если пучок частиц представляет собой последовательность (цуг) микропучков с малыми продольными и поперечными размерами (микробанчей), то

микроручки можно считать осцилляторами, расположенными на оси ондулятора и формирующими движущуюся антенну типа «волновой канал». В этом случае на частоте следования микробанчей ω_0 испускается когерентное О. и. под углом, определяемым условием $\omega_0 = \omega_k$, в узком диапазоне частот и углов. При $\theta = 0^\circ$ величина $\Delta\theta = 1/\gamma\sqrt{K}$.

В источниках спонтанного когерентного О. и. используют пучок частиц, предварительно сгруппированный (сбандированный) в сгустки длиной $l \leq \lambda_k$; при этом частицы находятся друг от друга на расстоянии, равном или кратном $\beta\lambda_k$. В таком пучке излучения отд. частиц скоррелированы по фазе. Совр. техника группирования пучков позволяет осуществлять генерацию когерентного О. и. с $\lambda_k \geq 1$ нм. Источники спонтанного когерентного О. и. называют параметрич. лазерами на свободных электронах (ПЭСЭ) или ЛЭСЭ, основанными на предварительно сгруппированных пучках.

Индуцированное ондуляторное излучение

Если на вход в ондулятор вместе с пучком подаётся внешняя электромагнитная волна, напр. свет, то на выходе из ондулятора напряжённости электрич. поля, создаваемого сгруппировавшимися в пучок частицами, E^C , и электрич. поля волны E^B суммируются: $E = E^C + E^B$, где $E^C = \sum_j E_j^C$. Полная энергия полей пропорциональна сумме квадратов напряжённостей этих полей, которую можно представить в виде суммы энергий разл. видов излучения: энергии спонтанного некогерентного О. и. $\sum_j (E_j^C)^2$, энергии спонтанного когерентного О. и. $\sum_j E_j^C E_j^C$, энергии индуцированного О. и. $\sum_j E^B E_j^C$ и исходной энергии внешней волны $\sum (E^B)^2$. Отсюда следует, что энергия индуцированного О. и. отлична от нуля только в тех областях пространства, где распространяется внешняя волна, член $E^B E_j^C$, ответственный за индуцированное излучение, может иметь как положительные (испускание), так и отрицательные (поглощение энергии) значения.

В источниках индуцированного О. и. используют однородные по плотности пучки частиц. Если на вход в ондулятор вдоль его оси вместе с пучком частиц подаётся электромагнитная волна, частота которой выше частоты О. и., испускаемого в том же направлении, и находится в пределах ширины линии О. и., то волна усиливается. В

этом случае частицы пучка группируются в сгустки с периодом $\beta\lambda_k$, а фазы волнового пакета О. и. сближаются. Такой источник называют ЛСЭ-усилителем. Использование обратной связи позволяет превратить ЛСЭ-усилитель в генератор ондуляторного излучения.

Источники О. и. всех видов обладают важным преимуществом – возможностью плавной регулировки частоты. Длина периода траектории частицы в ондуляторе со статич. полями $\lambda_0 \geq 1$ см, т. к. она должна быть больше его апертуры, которая, в свою очередь, должна быть много больше поперечных размеров пучка (порядка 1 мм). Более жёсткое излучение при меньшей эффективности генерации можно получить, используя ондуляторы, в которых $\lambda_0 \ll 1$ см. Ими могут служить электромагнитные волны (источники обратного комптоновского излучения) и кристаллы (источники когерентного тормозного и каналированного излучения).

Историческая справка

Идея генерации спонтанного некогерентного и спонтанного когерентного О. и. выдвинута и обоснована В. Л. [Гинзбургом](#) в 1947. Он показал, что О. и. должно обладать рядом преимуществ по сравнению с синхротронным излучением: монохроматичностью в заданном направлении, более высокой спектральной плотностью потока излучения. Амер. физик Г. Моц развил (1951–53) теорию спонтанного О. и., построил первые источники спонтанного некогерентного и спонтанного когерентного О. и., исследовал свойства О. и. этих источников. В 1958–59 А. В. [Гапонов-Грехов](#), австрал. учёный Р. Твисс и амер. учёные Г. Моц, Р. Пантел, Дж. Шнайдер обосновали возможность существования индуцированного О. и. Первые источники индуцированного О. и. на длине волны $\lambda_0 \approx 10$ см (т. н. убитроны) создал и исследовал англ. физик Р. М. Филлипс в 1960.

В нач. 21 в. наблюдается значит. прогресс в создании источников О. и. В наиболее развитых странах построено ок. 70 специализир. источников излучения на накопителях на энергии 2–8 ГэВ. На этих источниках созданы десятки каналов спонтанного некогерентного О. и. Создаются источники О. и. нового поколения – рентгеновские ЛСЭ. Развиваются источники излучения, основанные на обратном

рэлеевском рассеянии электромагнитных волн охлаждёнными ионными пучками.

Применение

Спонтанное О. и. применяют в тех же областях исследований, что и синхротронное излучение: в рентгеновской микроскопии, рентгеновском структурном анализе, спектроскопии атомов, молекул, кристаллов, рентгеновской литографии, биологии, медицине и др. Поляризованные γ -пучки спонтанного некогерентного О. и., испускаемые электронами в поле поляризованной волны (обратный эффект Комптона) или в кристалле (когерентное тормозное излучение, каналированное излучение), используются в ядерной физике и в физике высоких энергий. Более мощное и монохроматич. излучение ЛСЭ может с большой эффективностью использоваться в этих областях.

Литература

Лит.: Калашников Н. П., Ремизович В. С., Рязанов М. И. Столкновения быстрых заряженных частиц в твердых телах. М., 1980; Тернов И. М., Михайлин В. В., Халилов В. Р. Синхротронное излучение и его применения. 2-е изд. М., 1985; Бессонов Е. Г. Ондюляторы, ондюляторное излучение, лазеры на свободных электронах // Труды Физического института АН. 1993. Т. 214; Bessonov E. G. Light sources based on relativistic electron and ion beams // Proceedings of SPIE. 2007. Vol. 6634.

Processing math: 100%