

циональна заряду ядра Ze (e — элементарный электрич. заряд).

Спектр T и непрерывен и ограничен максимально возможной энергией фотонов T и., равной нач. энергии электрона. При движении в веществе электрон с энергией выше нек-рой критич. энергии \mathcal{E}_0 теряет энергию на T и., при меньших энергиях преобладают потери на возбуждение и ионизацию атомов. Значение \mathcal{E}_0 , напр., для свинца ~ 10 МэВ, для воздуха ~ 200 МэВ.

Наиб. точное описание T и. даёт *квантовая электродинамика*. При не очень высоких энергиях электрона хорошее согласие теории с экспериментом достигается при рассмотрении рассеяния электронов только в кулоновском поле ядра. Согласно квантовой электродинамике, в поле ядра существует определ. вероятность квантового перехода электрона в состояние с меньшей энергией с испусканием, как правило, одного фотона (вероятность излучения большого числа фотонов очень мала). Поскольку энергия фотона \mathcal{E}_γ равна разности начальной и конечной энергий электрона, спектр T и. (рис. 1) имеет резкую границу при энергии фотона, равной нач. кинетич. энергии электрона

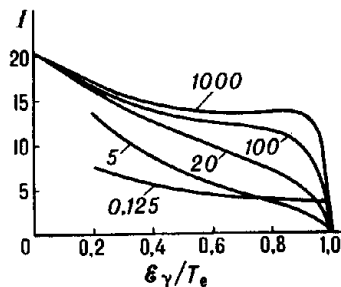


Рис. 1. Теоретические кривые энергии фотонов \mathcal{E}_γ тормозного излучения электронов в свинце (4 верхние кривые) и в алюминии (нижняя кривая) с учётом экранирования; цифры на кривых — значение T_e в единицах энергии покоя электрона $m_e c^2 \approx 0,511$ МэВ. Интенсивность I дана в относительных единицах.

T_e . T и. к. вероятность (интенсивность) излучения в элементарном акте рассеяния пропорциональна Z^2 , то для увеличения выхода фотонов T и. в электронных пучках используются мишени из веществ с большими Z (свинец, платина и т. п.).

Угл. распределение T и. существенно зависит от T_e : в нерелятивистских случаях ($T_e < m_e c^2$, где m_e — масса электрона) оно подобно угл. распределению излучения электрич. диполя, перпендикулярного к плоскости траекторий электрона. При ультрарелятивистских энергиях ($T_e \gg m_e c^2$) T и. направлено вперёд по движению электрона и концентрируется в пределах конуса с угл. раствором $\vartheta \approx m_e c^2 / T_e$ (рад) (рис. 2); это свойство используется для

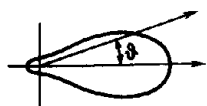


Рис. 2. Угловое распределение тормозного излучения при ультрарелятивистских энергиях электронов $T_e \gg m_e c^2$.

получения интенсивных пучков фотонов высокой энергии (γ -квантов) на электронных ускорителях. При этом T и. частично поляризовано.

Дальнейшее уточнение теории T и. достигается учётом экранирования кулоновского поля ядра электронами атома. Поправки на экранирование, существенные при $T_e \gg m_e c^2$ и $\mathcal{E}_\gamma \ll T_e$, приводят к снижению вероятности (интенсивности) T и., т. к. при этом эфф. поле ядра меньше Ze .

На свойства T и. при прохождении электронов через вещество влияют эффекты, связанные с его структурой, а также с вероятностью многократного рассеяния электронов в нём. При $T_e \gg 100$ МэВ за время, необходимое для излучения фотона, электрон проходит большое расстояние и может испытать столкновения с др. атомами. В аморфных веществах многократное рассеяние электронов больших энергий приводит к снижению интенсивности и расширению пучка T и.; в кристаллах возникает дифракция электронов, в спектре T и. появляются резкие максимумы и увеличивается степень его поляризации (рис. 3).

Причиной значит. T и. может быть тепловое движение частиц в горячей разреженной плазме (при темп-рах $\sim 10^5 - 10^6$ К и выше). Элементарные акты T и., называемые в этом случае тепловым излучением, обусловлены столкновениями заряж. частиц плазмы. Космич. рентг. излучение, наблюдение к-рого стало возможным с появле-

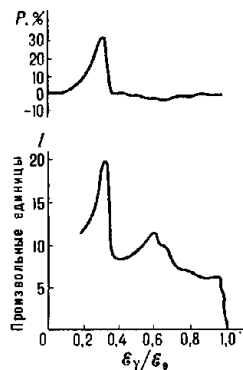


Рис. 3. Поляризация P (верхняя кривая) и энергетический спектр I (нижняя кривая) фотонов тормозного излучения как функция \mathcal{E}_γ в единицах полной начальной энергии электрона $\mathcal{E}_e = T_e + m_e c^2$ для $\mathcal{E}_e = 1$ ГэВ (интенсивность I дана в произвольных единицах).

нием ИСЗ, частично (а излучение нек-рых дискретных рентг. источников, возможно, полностью) является, по видимому, тепловым T и.

Лит.: Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б., Квантовая электродинамика, 4 изд., М., 1981; Богданкевич О. В., Николаев Ф. А., Работа с пучком тормозного излучения, М., 1964; Байер В. Н., Катков В. М., Фадин В. С., Излучение релятивистских электронов, М., 1973; Соколов А. А., Тернов И. М., Релятивистский электрон, М., 1974.

Э. А. Тасиров.

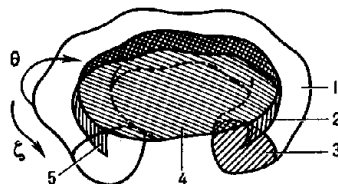
ТОРОИДАЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ — системы магн. удержания плазмы, в к-рых магн. силовые линии не выходят из области удержания. Из условия соленоидальности магн. поля ($\text{div } \mathbf{B} = 0$) следует, что магн. силовые линии должны образовывать систему вложенных тороидальных (в топологич. смысле) магн. поверхностей (см. *Магнитные ловушки*). На каждой магн. поверхности силовые линии имеют вид спиралей (винтовых линий), плотно навивающихся на тороидальную поверхность. Спиральность магн. силовых линий создаётся либо с помощью тока, пропускаемого вдоль тороидального магн. поля (см. *Токамак*), либо с помощью поперечного магн. поля, вращающегося при следовании вдоль тора (см. *Стелларатор*).

Интерес к T с. возник в связи с проблемой *управляемого термоядерного синтеза*. В T с., пригодных для создания магн. *термоядерного реактора*, должны осуществляться условия равновесия

$$\nabla p = [\text{rot } \mathbf{B} \mathbf{B}] / \mu_0 \quad (1)$$

и устойчивости плазмы. Здесь p — давление плазмы, μ_0 — магн. постоянная (единицы СИ).

Для описания равновесия плазмы в T с. вводят три ф-ции $a(r)$, $\theta(r)$, $\zeta(r)$, к-рые можно рассматривать как



Потоковые координаты в тороидальной системе: 1, 2, 3 — координатные поверхности $a = \text{const}$, $\theta = \text{const}$, $\zeta = \text{const}$; 4 — внешняя полоидальная перегородка; 5 — магнитная ось.

криволинейные потоковые координаты. Первая из них, удовлетворяющая условию $\mathbf{B} \nabla a = 0$, служит меткой магн. поверхности (аналог радиальной координаты в цилиндрич. геометрии), вторая и третья — полоидальная