

ветствующего неупругого процесса (ТИ, фоторекомбинации, возбуждения), а угл. скобки означают усреднение (и, если необходимо, суммирование по кратностям ионизации и переходам). РП для этих трёх механизмов И. п. удобно выражать в виде удельных РП $q = Q/N_e N_Z$ [Вт·см³], где N_Z — концентрация данной многозарядной примеси. На рис. 1 приведены расчёты РП водородной плазмы с примесью железа в зависимости от T_e ; указан вклад ЛИ, ТИ, ФИ, а также излучения в результате *дизлектронной рекомбинации*. Видно, что при $T_e \ll 1$ кэВ осн. вклад в РП вносит ЛИ многозарядных ионов, возбуждаемых электронным ударом; с ростом T_e (т. е. по мере удаления связанных электронов — «обдирки» ионов) всё большую роль начинают играть ФИ и ТИ. Резкий спад РП при переходе от $T_e \approx 1$ кэВ к $T_e \approx 2$ кэВ обусловлен переходом к замкнутой гелиеподобной оболочке ионов Fe XXV, скорость возбуждения к-рых (а следовательно, и ЛИ) резко уменьшается. При глубокой обдирке иона $q_T \approx 1,5 \cdot 10^{-32} Z^2 \sqrt{T_e}$ (эВ), $q_{\Phi} \approx 5 \cdot 10^{-31} Z^2 / \sqrt{T_e}$ (эВ), $q_{\Delta} \approx 8 \cdot 10^{-30} Z^8 T_e^{-3/2}$ (эВ), так, что, напр., ТИ начинает превосходить ФИ при $T_e \geq 30Z^2$ (эВ). Для грубой оценки полных РП можно пользоваться ф-лой $q_{\text{полн}} \approx q_T(Z, T) + q_{\Phi}(Z, T)$, в к-рой допущение о полной «обдирке» иона (и соответствующее завышение q_T и q_{Φ}) качественно компенсируется полным неучётом потерь на ЛИ.

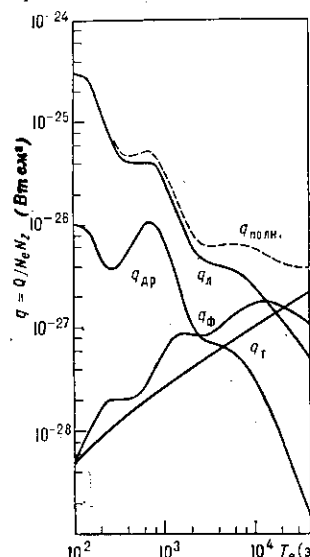


Рис. 1. Зависимость удельных РП $q = Q/N_e N_Z$ водородной плазмы с примесью железа от температуры T_e .

И. п. соответствует обратный ему механизм поглощения, характеризующийся коэф. поглощения $\chi(\omega)$ на единицу длины. В условиях ЛТР, т. е. когда распределение частиц, ответственных за данный механизм испускания-поглощения, термически равновесно (для ТИ и ЦИ это означает максвелловское распределение электронов, для ФИ — то же плюс распределение кратностей ионизации, согласно *Сага формуле*, для ЛИ — больцмановское распределение населённости возбуждённых уровней, т. е. $\beta \gg 1$), $\chi(\omega)$ связано с излучат. способностью $\eta(\omega)$ законом Кирхгофа: $\eta(\omega)/\chi(\omega) = B_{\text{пл}}(\omega)$, где $B_{\text{пл}}(\omega)$ — интенсивность равновесного (чёрного) излучения на единицу телесного угла. Соответственно спектральная интенсивность $I_{\omega}(a)$ излучения термически однородного слоя плазмы толщиной a равна $I_{\omega}(a) = B_{\text{пл}}(\omega) \{1 - \exp[-\chi(\omega)a/B_{\text{пл}}(\omega)]\}$, а интегральная интенсивность $I(a)$ равна $\int_0^{\infty} I_{\omega}(a) d\omega$. На участках спектра, где $\chi(\omega)a \gg 1$ (оптически толстый слой), имеем $I_{\omega}(a) \approx B_{\text{пл}}(\omega)$, т. е. плазма излучает как чёрное тело, с поверхности, а излучение из объёма заперто; на участках $\chi(\omega)a \ll 1$ (оптически тонкий слой) $I_{\omega}(a) \approx \eta(\omega)a$ (незапертое, объёмное излучение).

В случае ЛИ (рис. 2) вклад «запертой» линии («упирающейся» в планковскую кривую $B_{\text{пл}}$) с центром $\omega = \omega_0$ в полное излучение $I(a)$ равен $B_{\text{пл}}(\omega_0) \Delta\omega_{\text{экв}}(a)$, где $\Delta\omega_{\text{экв}}$ — т. н. эквивалентная ширина линии, равная ширине участка с $\chi(\omega)a \geq 1$. Для доплеровского профиля $\Delta\omega_{\text{экв}} \approx G_{\text{д}} \sqrt{\ln[\chi(\omega_0)a]}$, для лоренцовского — $\Delta\omega_{\text{экв}} \approx G_{\text{ул}} \sqrt{\chi(\omega_0)a}$, ($G_{\text{д}}$, $G_{\text{ул}}$ — доплеровская и ударная ширины, $\chi(\omega_0)a \gg 1$ — оптическая толщина слоя в центре линии). Запирание ЛИ существенно в основном для низкотемпературной и достаточно плотной плазмы.

Запирание излучения в плазме и РП в общем случае.

Чтобы судить о реальной интенсивности И. п., необходимо учесть возможное поглощение излучения внутри самой плазмы, приводящее к явлению т. н. «запирания» И. п., когда излучение выходит не из всего объёма плазмы, а только из её внеш. слоёв. Каждому механизму

испускания-поглощения характерная «длина запирания» a^* , усреднённая по частотам длина пробега кванта ТИ, равна: $a^* \sim 3 \cdot 10^{32} T^{1/2} \times (Z^2 N_i / N_e)^{-1}$ (T в эВ, N_i и N_e в см⁻³, a^* в см). Интенсивность ТИ, выходящего из изотермич. слоя плазмы толщиной a , $I(a) \propto Z^2 N_i N_e \sqrt{T} a$, если $a \ll a^*$ (объёмное излучение); если же $a \gg a^*$, то $I(a) \approx \sigma T^4$ (чёрное излучение; σ — *Стефана — Больцмана постоянная*). Последний случай типичен для астрофиз. объектов, напр. звёзд. Здесь роль «запертого» И. п. сводится к переносу энергии от горячего центра звезды к её более холодной

поверхности (см. *Лучистое равновесие*). Зависимость РП на тормозное излучение от темп-ры при фиксированном a (а также Z , N_i и N_e) представлена на рис. 3. Значение $T = T^*$, разграничивающее области объёмных и поверхностных РП, равно $T^* \approx 2 \cdot 10^{-11} (Z^2 N_i N_e a)^{2/7}$. Для большинства направлений УТС $Z_{\text{эф}} \approx 1$, $a^{2/7} \sim 1$ (от токамака до лазерного УТС $a^{2/7}$ варьирует в пределах всего лишь одного порядка), так что T^* (эВ) $\sim 2 \cdot 10^{-11} (N_i N_e)^{2/7}$. Для систем с магн. удержанием плазмы (напр., при $N_i = N_e \sim 10^{14}$ см⁻³) $T^* \sim 2 \cdot 10^{-3}$ эВ, а т. к. типичная термоядерная темп-ра $T_{T/A} \sim 10^4$ эВ, то тормозное излучение разреженной термоядерной плазмы является чисто объёмным; оно в $(T_{T/A}/T^*)^{1/2} \sim a^*/a$ раз, т. е. на много порядков меньше излучения чёрного тела. Лишь для нек-рых систем с инерционными удержанием плазмы, напр. для лазерного УТС, представляют интерес плотности $N_i = N_e$ вплоть до 10^{27} см⁻³, к-рым соответствует $T^* \sim 6 \cdot 10^4$ эВ $> T_{T/A}$, так что здесь эффект запирания ТИ в плазме уже существен.

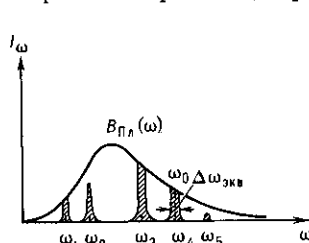


Рис. 2. Запертые ($\omega_1, \omega_3, \omega_4$) и незапертые (ω_2 и ω_5) спектральные линии; ω_0 — невозмущённые частоты соответствующих линий.

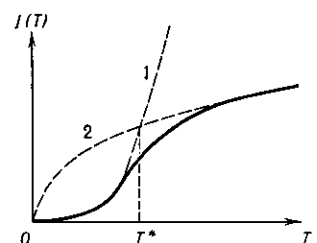


Рис. 3. Переход между пределами объёмного и поверхностного тормозного излучения. Кривая 1 — чёрное излучение ($I \propto T^4$); 2 — объёмное тормозное излучение ($I \propto T^{1/2}$).

Эфф. частоты ЦИ умеренно-релятивистских электронов «замагниченной» термоядерной плазмы лежат в диапазоне миллиметровых волн: $\omega_{\text{эф}} \geq \frac{eH}{mc} \ll T/\hbar$. Это предопределяет гораздо большую роль реабсорбции ЦИ, чем, напр., ламного более «жесткого» ТИ. Роль поверхностного предела РП циклотронного излучения (к к-рому близки и реальные потери) здесь играет проинтегрированная от $\omega = 0$ до нек-рой макс. частоты ω^* рэлей — джиссовская спектральная интенсивность, т. е. величина $T\omega^{*3}/12\pi^2 c^2$, см. рис. 4. Значение ω^* соответствует оптич. толщине системы $\chi(\omega^*)a \approx 1$. Номер наивысшей «запертой» гармоники ЦИ $k^* \equiv \omega^*/\omega_H^0$ можно оценить по ф-ле

$$k^* \approx (T_e/mc^2) \ln^2[(mc^2/T_e)^{1/2} \omega_{pe}^2 a/c \omega_H^0]$$