

высоких уровней, населённости к-рых находятся в равновесии со свободными электронами. По абс. интенсивности такой линии можно найти либо  $n_e$ , либо  $T_e$ , если одна из этих величин известна из др. измерений. Измеряя отношение интенсивностей линий атомов (ионов) разного типа, можно получить относительный ионный состав плазмы, а его абс. нормировку можно провести с помощью ур-ния квазинейтральности. Если же в плазме присутствуют ионы только одного типа, то  $n_i = n_e$  и  $I_{mp} \sim n_e^2$ . В этом случае отношение интенсивности дискретной линии к интенсивности континуума (обусловленного радиац. рекомбинацией и торможением на ионах) зависит только от  $T_e$  и может быть использовано для её определения.

Спектроскопич. методы диагностики неравновесной плазмы, основанные на подходящем варианте УР модели, позволяют определить по интенсивности спектральных линий населённости уровней, к-рые затем с помощью системы ур-ний баланса связывают с др. параметрами плазмы. Для простых моделей существуют расчётные графики зависимости интенсивностей линий от  $n_e$  и  $T_e$ . Такие зависимости имеются, напр., для резонансных, интеркомбинационных и спутанных линий водородо- и гелиеподобных многозарядных ионов, возбуждаемых в горячей ( $T_e \geq 10^7$  К) сверхплотной ( $n_e \geq 10^{20}$  см<sup>-3</sup>) плазме. Если адекватность исходной УР модели не вполне ясна или же модель сложна, то путём сравнения измеряемых и расчётных пространственно-временных распределений интенсивностей линий выявляют основные кинетич. и динамич. процессы, протекающие в плазме.

Д. п. по контурам спектральных линий основана на измерениях формы наблюдаемых контуров  $I_n(\lambda)$ , их полуширин  $\delta\lambda_n$  и интенсивности в максимумах. Наблюдаемый контур может весьма сильно отличаться от истинного (или «локального») контура линий  $I_n(\lambda)$  вследствие его искажения измеряющим спектральным прибором, характеризующим аппаратной функцией  $A(\lambda)$ . Так что  $I_n(\lambda)$  представляет собой свёртку распределений  $I_n(\lambda)$  и  $A(\lambda)$ . Для восстановления контура  $I_n(\lambda)$  по измеряемому  $I_n(\lambda)$  необходимо знать форму  $A(\lambda)$  (для свёртки двух распределений Лоренца и Гаусса имеются табулированные ф-ции Фойгта). Форма  $I_n(\lambda)$  определяется влиянием мн. факторов: доплеровским уширением, уширением за счёт столкновений, расщеплением уровней в электрич. (Штарка эффект) или магн. (Зеемана эффект) полях и т. д. Наиб. значение имеют измерения уширений, обусловленных Доплера эффектом и линейным Штарка эффектом. По форме доплеровского контура спектральной линии можно определить ф-цию распределения  $f_\alpha(v)$  излучающих частиц по скоростям. При максвелловской форме ф-ции  $f_\alpha(v)$  контур становится гауссовым, полуширина к-рого (в Å) однозначно связана с темп-рой частиц  $T_\alpha$  (эВ) =  $4,7 \cdot 10^3 (\delta\lambda_D/\lambda)^2 A$ , где  $A$  — атомный вес излучающих атомов (ионов),  $T_\alpha$  — их кинетич. темп-ра. Этот метод успешно применяется, напр., для определения темп-ры ионов в плазме токамаков. Мин. темп-ра, к-рая может быть таким образом определена (при  $\delta\lambda_{\min} \sim 0,1$  Å), составляет (0,1 — 0,3) эВ·Å.

При высокой плотности заряд. частиц ( $10^{14} \leq n_e \leq 10^{18}$  см<sup>-3</sup>) уширение, обусловленное линейным эффектом Штарка для атомов водорода и водородоподобных ионов, преобладает над доплеровским. Форма линий и их полуширина  $\delta\lambda_{ш}$  становятся мало чувствительными к значениям темп-ры  $T_\alpha$ . Это позволяет применять такие линии для определения  $n_e$  путём подбора такого значения  $n_e$ , при к-ром расчётный контур лучше всего согласуется с измеренным  $I_n(\lambda)$ . Менее точен, но более удобен метод определения  $n_e$  по измеренной полуширине  $\delta\lambda_{ш}$ , т. к. расчётные графики зависимости  $\delta\lambda_{ш}(n_e)$  для многих линий построены. По контурам линий других атомов значение  $n_e$  мож-

но оценивать (довольно грубо) в тех случаях, когда их уширение обусловлено квадратичным эффектом Штарка.

Д. п. по сплошному спектру («континууму») основана на определении либо абсолютной локальной интенсивности  $I_\lambda(v)$  в к.-л. точке спектра, либо её относит. распределения в протяжённом участке (обычно в коротковолновой области). Осн. трудность этих методов связана с интерпретацией измеренных интенсивностей, т. к. в плазме могут одновременно действовать неск. механизмов генерации континуума (см. Излучение плазмы). С наибольшей надёжностью Д. п. (оптически тонкой) проводится в тех условиях, в к-рых излучаемый ею континуум  $I_\lambda(v)$  представляет собой совокупность тормозного (на ионах) и рекомбинационного (одноэлектронного) континуумов, а сама плазма химически однокомпонентна. В этом случае для спектральных распределений интенсивности в тормозном  $I_T(v)$  и рекомбинационном  $I_R(v)$  континуумах имеют аналитические выражения, позволяющие определять  $T_e$  (при максвелловском распределении электронов) по наклону зависимости  $\ln I_\lambda = \ln(I_T + I_R)$  от  $v$ . В случае немасвелловской формы ф-ции распределения электронов измерения  $I_\lambda(v)$  позволяют исследовать вид  $f_e(v)$ . По абс. интенсивности континуума может быть найдена затем концентрация  $n_e$ , если известен ионный состав плазмы или эфф. заряд  $Z_{эфф}$  ионов плазмы, важный параметр высокотемпературной плазмы.

В оптически плотной плазме спектры излучения уже не несут столь обширной информации. По мере распространения излучения к границам контуры линий трансформируются за счёт процессов поглощения и переизлучения. Определение «локального» контура становится невозможным. Полезность усреднённого контура основана на том, что он оказывается самообращённым; значение и положение максимума интенсивности на «крыльях» такого контура зависят от темп-ры на оси плазмы.

Пассивная СВЧ Д. п. использует ту особенность оптически плотной плазмы, что на сравнительно низких частотах регистрируемое спектральное распределение интенсивности связано с поверхностной темп-рой плазмы ф-лой Рэлея — Джинса (для абсолютно чёрного тела):  $I_n = \omega^2 T_e / 8\pi^3 c^2$ . При отсутствии влияния магн. поля необходимо, чтобы частота принимаемых волн  $\omega > \omega_p = \sqrt{4\pi n_e e^2 / m_e}$  (плазменной частоты). Измерения излучения плазмы с использованием СВЧ-приёмников получили довольно широкое распространение. Принимаемая мощность излучения  $P$  (Вт) связана с эфф. (радиационной) темп-рой электронов  $T_p$  (эВ) соотношением  $P = B \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} T_p \delta\nu$ , где  $\delta\nu$  — полоса частот приёмника (в Гц),  $B$  — поглощат. способность плазмы, равная доле энергии поглощаемого ею излучения. Трудности этого метода Д. п. связаны с интерпретацией результатов, т. к. лишь при максвелловском распределении электронов их ср. энергия равна радиационной темп-ре ( $T_e = T_p$ ), к-рая может быть вычислена при известной  $B$ . Если  $T_e$  в плазме не постоянна, то даже при  $B=1$  (чёрное тело) необходим расчёт толщины слоя, из к-рого принимается излучение.

Д. п. по циклотронному излучению применяют, когда в окрестности циклотронной частоты  $\Omega_e$  (или вблизи её гармоник) плазма излучает как абсолютно чёрное тело, а вдали от  $\Omega_e$  излучение пренебрежимо мало. Обычно это излучение наблюдается в области СВЧ и позволяет определить  $T_p$ . Для плазмы низкой плотности по мощности излучения можно считать электронное давление  $nT_e$ .

Взаимодействие когерентного электромагнитного поля с плазмой используется в ряде методов Д. п. По диапазону частот делится на СВЧ и лазерную Д. п., хотя в ряде методик это деление условно.

Зондирование плазмы СВЧ основано на модели плазмы как макроскопич. среды, влияющей на распространение эл.-магн. волн. Этот метод даёт