

мы более сильным полем $E^{(2)}$, действующим между анодом и сеткой, и собираются на аноде. Собираение электронов происходит за неск. мкс. За это же время положит. ионы, обладающие в 10^3 раз меньшей подвижностью, практически остаются на месте. Сетка экранирует анод от индукц. воздействия положит. ионов. Поэтому анодный сигнал оказывается пропорциональным собранному на аноде заряду, к-рый, в свою очередь, пропорционален энергии ионизирующей частицы. Такая И. к. позволяет также определить пространств. положение следа (трека) частицы путём регистрации катодного сигнала, времени его задержки по отношению к анодному и фронта нарастания анодного сигнала. Разбивая анод на неск. частей, можно получить информацию о длине трека.

Энергетич. разрешение импульсных И. к. определяется шумом усилителя сигналов и флуктуацией числа пар ионов, образованных ионизирующими частицами фиксированной энергии (флуктуации Фано). Флуктуации Фано можно уменьшить, подбирая состав газа ($He+Ar$; $Ar+C_2H_2$ [4]). Лучшее разрешение, достигнутое в И. к. при измерениях спектра α -частиц 12 кэВ (полная ширина линии на половине высоты) при энергии α -частиц $\mathcal{E}_\alpha = 5,5$ МэВ. При этом газ-наполнитель импульсных И. к. должен иметь высокую степень чистоты относительно эл.-отрицат. примесей (O_2 , H_2O).

Импульсные И. к. применяются при исследовании альфа-распада ядер (измерение энергетич. спектров α -частиц, угл. α - γ -корреляций, детектирование слабых α -активностей); при исследовании деления ядер (измерение энергетич. и угл. распределений осколков спонтанного или вынужденного деления ядер; поиск новых спонтанно делящихся ядер [5]); при исследовании мюонного катализа ядерного синтеза; в спектрометрии зарядк. продуктов катализируемой мюонами реакции d-d-синтеза в наполненной дейтерием И. к. высокого давления [6]; при исследовании упругого рассеяния частиц высокой энергии (спектрометрия ядер отдачи, возникающих в процессе рассеяния частиц высокой энергии на ядрах H, D или He, наполняющих рабочей объём И. к. [7]); в качестве т. н. ΔE — детектора для идентификации ядерных частиц [8].

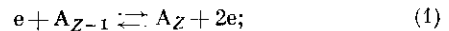
Лит.: 1) Векслер В., Грошев Л., Исаев Б., Ионизационные методы исследования излучений, 2 изд., М.—Л., 1950; 2) Аглицев К. К., Дозиметрия ионизирующих излучений, 2 изд., М., 1957; 3) Wilkinson D. H., Ionization chambers and counters, Camb., 1950; 4) Alkhaev G. D., Komar A. P., Vorob'ev A. A., Ionization fluctuations and resolution of ionization chambers and semiconductor detectors, «Nucl. Instr. and Meth.», 1967, v. 48, p. 1; 5) Ivanov M. P. и др., Study of ^{235}U spontaneous fission using a double ionization chamber, там же, 1985, v. A234, p. 152; 6) Balin D. V. и др., Experimental investigation of the muon catalyzed d-d-fusion, «Phys. Lett.», 1984, v. 141 B, N 3/4, p. 173; 7) Burg J. P. и др., Soft π -p and pp elastic scattering in the energy range 30 to 345 GeV, «Nucl. Phys.», 1983, v. B217, p. 285; 8) Fulbright H. W., Ionization chambers, «Nucl. Instr. and Meth.», 1979, v. 162, N 1/3, p. 21.

ИОНИЗАЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ — наиболее распространённая неустойчивость низкотемпературной неизоэнтальп. плазмы, возникающая при возрастании флуктуаций джоулева нагрева электронной компоненты и, следовательно, дальнейшего усиления ионизации. Превышение флуктуаций нагрева над потерями энергии в электрон-атомных столкновениях реализуется при наличии ступенчатой ионизации. Дополнит. джоулева диссипация создаётся в плазме токами, связанными с неоднородностями проводимости. Механизм её возрастания в областях с повыш. концентрацией связан с Холла эффектом. И. н. появляется, если параметр Холла β превышает нек-рое критич. пороговое значение $\beta_k \approx 1$. Характерное время развития И. н. плазмы $\tau_n \approx \sqrt{In_e \sigma / j^2}$, где n_e — концентрация электронов, I — энергия ионизации, σ — проводимость, j — плотность тока. Ниже порога возникновения И. н., $\beta < \beta_k$, ср. эфф. проводимость плазмы $\sigma_{эфф} \approx const$, а ср. эфф. параметр Холла $\beta_{эфф} \approx (\omega \tau)_e$, где ω — циклотронная частота электронов, $1/\tau$ — ср. частота электрон-атомных столк-

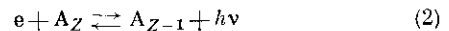
новений. Выше порога возникновения И. н. в плазме появляются ионизационные колебания. С увеличением магн. поля их спектр расширяется, структура плазмы становится нерегулярной и она переходит в состояние ионизационной турбулентности. Принципиальное отличие ионизационной турбулентности от гидродинамической связано с тем, что она развивается в первоначально однородной плазме и на неё не оказывают влияние внеш. геом. масштабы. В плазме с ионизационной турбулентностью самопроизвольно меняются в пространстве и во времени степень ионизации, электрич. поля и токи, причём движением вещества за время развития турбулентности можно пренебречь. Электропроводность турбулентной плазмы практически не зависит от частоты столкновений электронов. И. н. часто возникает в МГД-генераторах.

Лит.: Velikhov E. P., Golubev V. S., Dykhne A. M., Physical phenomena in a low-temperature non-equilibrium plasma and in MHD generators with non equilibrium conductivity, «Atom. Energy Rev.», 1976, v. 14, p. 325; Недоспасов А. В., Физика МГД-генераторов, «УФН», 1977, т. 123, с. 333. Г. Л. Юдин.

ИОНИЗАЦИОННОЕ РАВНОВЕСИЕ — стационарное состояние ионизованного газа (плазмы), при к-ром каждой кратности ионизации соответствует вполне определённая доля полного числа атомных частиц. И. р. устанавливается в стационарных условиях за счёт баланса совокупности прямых и обратных процессов — ионизации и рекомбинации ионов и электронов. В большинстве лаб. и астрофиз. источников плазмы И. р. определяется гл. обр. столкновениями атомов и ионов с электронами. В этом случае взаимно обратными процессами являются: 1) ионизация электронным ударом (процесс указан стрелкой слева направо) и трёхчастичная безызлучат. рекомбинация (стрелка справа налево):



2) радиац. двухчастичная рекомбинация (стрелка слева направо) и фотоионизация:



(e — электрон; A_Z — ион с зарядом Z ; ν — частота излучаемого фотона). радиац. двухчастичная рекомбинация включает в себя прямую излучат. рекомбинацию, при к-рой избыток энергии уносится фотоном, и диэлектронную рекомбинацию — резонансный процесс, в к-ром избыток энергии идёт на возбуждение иона A_Z и электрон захватывается на к.-л. уровень, а затем уже ион A_{Z-1} испускает фотон (подробнее см. Диэлектронная рекомбинация). Процесс фотоионизации (2, стрелка справа налево) включает соответственно прямую ионизацию и возбуждение автоионизационных состояний. Вероятность процессов фотоионизации пропорциональна плотности фотонов, а т. к. в обычных условиях без наличия мощных внеш. источников излучения с частотой выше пороговой она мала, то в большинстве случаев фотоионизацией в баланс процессов ионизации и рекомбинации можно пренебречь.

Вероятности процессов ионизации электронным ударом и радиац. рекомбинации пропорциональны плотности электронов n_e , а вероятность трёхчастичной ионизации пропорциональна n_e^2 .

Обычно в стационарной плазме баланс процессов ионизации и рекомбинации приводит к И. р., описываемому след. системой ур-ний:

$$n_{Z-1} n_e C_{Z-1}^i = n_Z n_e \kappa_Z + n_Z n_e^2 R_Z, \quad (3)$$

где n_Z — плотность ионов с зарядом Z ; C_{Z-1}^i — ср. скорость ионизации иона A_{Z-1} электронным ударом; κ_Z — скорость радиац. рекомбинации с образованием иона A_{Z-1} ; R_Z — скорость трёхчастичной рекомбинации с образованием иона A_{Z-1} . [Указанные скорости соответствуют сечениям процессов (1) и (2), усреднённым по распределению электронов по скоростям, к-рое предполагается максвелловским.]