

где  $A$  — постоянная (в широком интервале  $j$ ), характерная для материала эмиттера, напр. для  $W A = 4 \cdot 10^9 \text{ A}^2 \text{ c/cm}^4$ . Поэтому при  $j = 10^8 \text{ A/cm}^2$ ,  $t_3 = 10^{-9} \text{ с}$ , что достигается при электрич. поле  $E \sim 10^8 \text{ В/см}$ . Поле такой величины можно получить вблизи поверхности очень тонкого металлич. острия. Однако В. э. э. возникает и на плоских эмиттерах и при меньших полях ( $E \sim 10^5 \text{ в/см}$ ) из-за того, что на их поверхности обычно имеются диэлектрич. включения, плёнки и микроскопич. выступы. В результате в отд. точках поверхности поле увеличивается в неск. раз, и работа выхода электронов снижается.

После взрыва микрообъема эмиттера образуется т. н. катодный факел, состоящий из плазмы и паров материала эмиттера. Распределение концентрации частиц в плазме в катодном факеле неоднородно (у поверхности превышает  $10^{20} \text{ см}^{-3}$  и уменьшается по мере удаления от неё). Плазма расширяется, заполняя вакуумный промежуток. В нач. период ( $t < 10^{-7} \text{ с}$ ) скорость  $v$  разлета плазмы для большинства металлов составляет  $(1-3) \cdot 10^6 \text{ см/с}$ , а затем уменьшается больше чем на порядок. Расширение факела сопровождается интенсивной электронной эмиссией из плазмы. Электроны покидают факел, пересекают вакуумный промежуток и попадают на анод.

Расчёт тока В. э. э. (без учёта релятивистских эффектов и магн. поля, создаваемого пучком) приводит к ф-ле:

$$j = BV^{3/2} F(x), \quad (2)$$

где  $B$  — константа,  $U$  — разность потенциалов между фронтом плазмы и анодом,  $F$  — ф-ция аргумента  $x = vt/d$ , где  $d$  — расстояние между электродами,  $vt$  — радиус плазменного столба,  $t$  — время. Ф-ция  $F$  определяется геометрией вакуумного промежутка. Для случая, когда факел образуется на кончике острия эмиттера при  $vt/d \ll 1$  ф-ция  $F = Cvt/d$ , где  $C = 37 \cdot 10^{-6} \text{ ab}^{3/2}$  ( $a$  и  $b$  — радиусы анода и острия). В процессе разлета плазмы её концентрация снижается (ср. концентрация частиц в плазме при токе  $\sim 100 \text{ А}$  за время от 5 до 20 нс от начала В. э. э. уменьшается с  $10^{17}$  до  $5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ). Когда она снизится настолько, что пропускаемый ею ток сравняется с током, определяемым *Ленгмюра формулой*, скорость движения её границы замедлится. Это приведёт к замедлению роста тока по сравнению с ф-лой Ленгмюра. В этом случае электронный ток будет равен термоэлектронному току плазмы (режим насыщения).

По истечении пек-рого времени с момента образования факела, когда плотность тока, отбираемого из плазмы, достигает величины  $\sim 10^2 \text{ А/см}^2$ , насыщение сменяется неустойчивым режимом, для к-рого характерно появление хаотич. всплесков тока [их амплитуда в 2—3 раза превосходит ток, определяемый ф-лой (2), а длительность  $10^{-8} \text{ с}$ ]. Выход электронов из эмиттера в плазму обусловлен термоавтоэлектронной эмиссией под действием электрич. поля, возникающего на границе эмиттер — плазма. Когда это поле достигает  $(0,6-1) \cdot 10^8 \text{ В/см}$ , это приводит к новому акту взрыва. Описанная выше картина имеет место, если ток насыщения  $\sim 10 \text{ А}$ . При меньших токах ( $\sim 1-2 \text{ А}$ ) фаза насыщения может завершиться обрывом тока, т. е. процессы отбора тока электронов с катода при В. э. э. и генерации плазмы на катоде, создающие условия для В. э. э., взаимосвязаны: чем меньше ток, тем меньше генерируется плазма. Существует пороговый ток, ниже к-рого В. э. э. не развивается.

На базе В. э. э. созданы т. н. сильноточные вакуумные диоды, генерирующие мощные импульсы электронного тока. Предельная длительность импульса тока ограничена временем, в течение к-рого происходит замыкание вакуумного промежутка плазмой. Обычно это  $10^{-7} \text{ с}$ . Плотность тока достигает  $10^7 \text{ А/см}^2$ . Такие диоды применяются для исследования плазмы, радиац. дефектов в кристаллах для генерации

СВЧ-, рентг. и ИК-излучений, для накачки газовой лазеров. В генераторах электронных пучков электроны через полярный анод выводятся за пределы диода. В генераторах рентг. импульсов они направляются на установленную на аноде мишень.

Лит.: Месяц Г. А., Фурсей Г. Н., Взрывная электронная эмиссия начальных стадий вакуумных разрядов, в кн.: Неакалиевые катоды, под ред. М. И. Елинсона, М., 1974; Бугаев С. П. и др., Взрывная эмиссия электронов, «УФН», 1975, т. 115, с. 101; Месяц Г. А., Первичные и вторичные процессы взрывной электронной эмиссии, «Ж. прикл. мех. и техн. физ.», 1980, № 3, с. 138.

Г. А. Месяц

**ВЗРЫВНОЙ НУКЛЕОСИНТЕЗ** в астрофизике — образование хим. элементов в ядерных реакциях, происходящих во время потери звездой гидростатич. равновесия и её полного или частичного разрушения, напр. при вспышках *сверхновых звёзд*. В. н. привлекают для объяснения наблюдаемой *распространённости элементов*. Считается, что В. н. ответствен (по крайней мере частично) за образование хим. элементов от углерода до элементов группы железа включительно, т. е. нуклидов с атом. номерами  $6 \leq Z \leq 28$ , а также части изотопов с  $Z > 28$ .

В. н. протекает за время  $\approx (0,1-10) \text{ с}$  — характерное время взрыва. Темп-ра вещества в зоне В. н. может составлять  $T \sim 10^9-10^{10} \text{ К}$ , а плотность достигать  $10^{10} \text{ г/см}^3$ . Быстрый нагрев вещества до подобных темп-р обуславливается, по сопр. представлениям, либо прохождением по нему сильной *ударной волны*, возникающей при коллапсе ядра звезды [в звёздах с массой  $M \geq (8-10) M_{\odot}$ , где  $M_{\odot}$  — масса Солнца], либо самими термоядерными реакциями, протекающими с выделением энергии (в звёздах с  $M \leq (8-10) M_{\odot}$ , взрыв к-рых вызывается неустойчивостью термоядерного горения в вырожденном гелиевом или углеродно-кислородном ядре звезды).

Для синтеза нуклидов с  $6 \leq Z \leq 28$  исходным материалом могут служить ядра He, C, O, Ne, Si, образовавшиеся на более ранних, гидростатич. этапах эволюции звезды. Основными при взрывном горении  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}$  являются реакции слияния трёх  $\alpha$ -частиц ( ${}^4\text{He}$ ), а также парного взаимодействия ядер  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}$ .

Помимо них, при высоких темп-рах, свойственных В. н., важную роль играют реакции с участием  $\alpha$ -частиц, протонов (p) и нейтронов (n):

$$(\alpha, p), (\alpha, n), (\alpha, \gamma), (p, n), (p, \gamma), (n, \gamma),$$

а также обратные к ним реакции. При синтезе элементов тяжелее Si ( $Z > 14$ ) наиб. важным оказывается присоединение  $\alpha$ -частиц к уже имеющимся ядрам, что приводит к последоват. увеличению их атом. номера вплоть до 28. При взрывном горении Si источником  $\alpha$ -частиц является реакция фотодиссоциации  ${}^{28}\text{Si}(\gamma, \alpha){}^{24}\text{Mg}$  под действием  $\gamma$ -фотона.

Если при взрыве темп-ра вещества достигнет  $T \geq 5 \cdot 10^9 \text{ К}$ , то все прямые и обратные ядерные реакции, обусловленные сильным и эл.-магн. взаимодействиями, успеют за время, много меньшее времени взрыва, прийти в состояние детального баланса, — в веществе установится ядерное статистич. равновесие (*NSE*). Состав вещества при *NSE* не зависит от того, какие ядра брались в качестве начальных, и определяется только темп-рой, плотностью и избытком нейтронов  $\eta = (N-P)/(N+P)$ , где  $N$  и  $P$  — полные числа нейтронов и протонов в единице объёма, включая находящиеся в составе ядер. В типичных условиях взрывов сверхновых при *NSE* вещество должно состоять из элементов группы железа.

Для получения наблюдаемой распространённости элементов с  $Z$  от 6 до 28 требуется комбинация процессов В. н., протекающих как в условиях *NSE* или близких к нему (для образования элементов группы железа), так и в разл. неравновесных условиях (для образования более лёгких нуклидов). Изотопный состав синтезируемых ядер в основном зависит от значения  $\eta$ , и в гораздо меньшей степени от темп-ры, плотности или