

альном направлении полем пространств. заряда электронного пучка, проходящего внутри системы дрейфовой трубки, а в аксиальном направлении — подъёмом потенциала на крайних секциях дрейфовой трубки. Осн. параметры электронно-лучевого источника: $n_e \tau \sim 10^{12}$ с/см³, $E_e \sim (50-60)$ кВ, длительность импульса ~ 50 мкс при частоте повторения импульсов 1 Гц. Этот источник используется в ускорителях импульсного действия.

Особенности работы источников можно проиллюстрировать нек-рыми графиками. На рис. 1 представлена рабо-

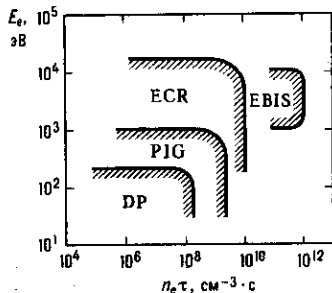


Рис. 1. Рабочая область параметров E_e и $n_e \tau$ для различных типов источников тяжёлых ионов: DP — дуоплазматрон; PIG — дуговой источник; ECR — источник с электронно-циклотронным резонансом; EBIS — электронно-лучевой источник.

чая область параметров E_e и $n_e \tau$ для разл. типов источников тяжёлых ионов, а какими зарядами обладают генерируемые этими источниками ионы, можно видеть из

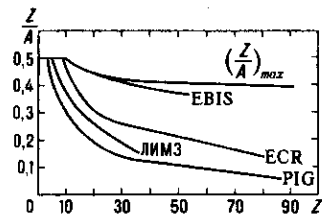


Рис. 2. Возможности источников тяжёлых ионов различного типа. Верхняя кривая $(Z/A)_{max}$ соответствует полностью обдирным ионам, где Z и A — атомный номер и масса иона соответственно.

рис. 2. Зависимость интенсивности пучка от заряда для ионов Хе в разл. типах источников приведена на рис. 3.

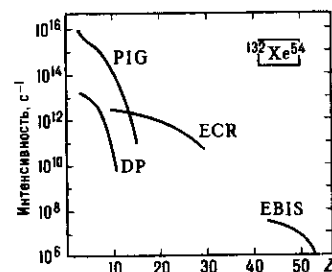


Рис. 3. Зависимость интенсивности пучка от заряда для ионов Хе в различных типах источников.

Кроме получения ионов непосредственно из источника, возможен и др. метод генерации высокозарядных ионов. Ускоренные тяжёлые ионы при прохождении через тонкую мишень (газовую или твердотельную) в результате взаимодействия с атомами мишени теряют часть электронов и увеличивают своё зарядовое состояние. При равновесной толщине мишени прошедшие частицы имеют заряды Z , распределённые вокруг нек-рого среднего, равновесного заряда по нормальному закону Гаусса $F(Z) = (1/d\sqrt{2\pi}) \exp[-(Z-\bar{Z})^2/2d^2]$. Равновесный заряд \bar{Z} определяется атомным номером ускоренной частицы и её скоростью (энергией). Величина равновесного заряда растёт с энергией ионов, а дисперсия распределения d падает с её увеличением. Этот метод получения высокозарядных тяжёлых ионов, называемый обдиркой, широко используется и является основой для создания больших ускорительных комплексов разл. типов, позволяющих получать пучки ионов в большом диапазоне масс и энергий.

Ускорение тяжёлых ионов в электростатических и линейных ускорителях. Этот способ ускорения достаточно ши-

роко распространился в последние 20—25 лет. В ускорителе этого типа получают пучки с высоким энергетич. разрешением ($\Delta E/E \leq 10^{-3}$), малым эмиттансом (неск. п.мм·мрад) и плавной вариацией по энергии, что весьма удобно в прецизионных исследованиях структуры ядерной материи. Схема совр. эл.-статич. ускорителя дана на рис. 4. Пучок отрицат. ионов, генерируемых в источнике, ускоряется высоковольтным инжектором и затем вводится в осн. ускоритель, представляющий собой заполненный изолирующим газом под высоким давлением кожух, внутри которого расположена система ускоряющих трубок. Здесь ионы, пройдя через газовую или твер-

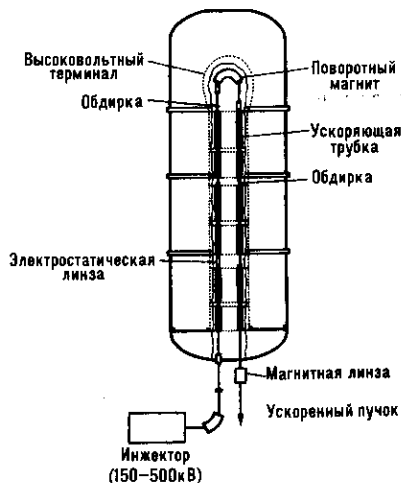


Рис. 4. Схематическое изображение современного электростатического ускорителя вертикального типа.

дотельную мишень (или их комбинацию), в результате обдирки увеличивают свой заряд и ускоряются высоковольтным потенциалом терминала до конечной энергии (эффективность обдирки зависит от типа ионов и величины высоковольтного потенциала).

Энергия ионов на выходе ускорителя для одной обдирки определяется выражением $E = V_t(1 + \bar{Z}_1) + V_i$, где E — полная энергия, V_t и V_i — потенциалы на терминале и инжекции соответственно, \bar{Z}_1 — равновесный заряд иона после обдирки. Для двойной обдирки $E = V_t[1 + (1/3)\bar{Z}_1 + (2/3)\bar{Z}_2] + V_i$, где \bar{Z}_2 — равновесный заряд иона после второй обдирки. Расчётные зависимости масс тяжёлых ионов, ускоренных до энергии 6 МэВ/нуклон (энергия кулоновского барьера на урановой мишени), от значения высоковольтного потенциала на терминале для 4 комбинаций обдирочных мишеней представлены на рис. 5. Интенсивность ускоренного до конечной энергии пучка для ио-

нов ср. масс ($A \leq 100$) при двойной обдирке (фольга — фольга) составляет $\sim 5 \cdot 10^{-3}$ от интенсивности инжектируемого пучка.

Эл.-статич. ускорители позволяют получать пучки тяжёлых ионов в массовом диапазоне $A \leq 100$ с энергией до 10 МэВ/нуклон и интенсивностями ($10^9 - 10^{11}$) с⁻¹. Дальнейшее увеличение энергии и расширение диапазона ускоряемых масс связано с их использованием в качестве инжекторов в ускорители др. типов (циклотроны; линейные ускорители, синхротроны).

