

растущая ф-ция полной энергии частиц γ (в единицах mc^2), зависящая от конкретной геометрии пучка. Существ. превышение тока над I_0 может быть достигнуто лишь при скоростях частиц, близких к c , или при компенсации объёмного заряда пучка неподвижными ионами. По переносимой мощности С. п. достигают $\sim 10^{13}$ Вт, по запасённой энергии — 10^8 Дж, по энергии частиц ≥ 10 МэВ. Применяются как энергоноситель в схемах с быстрой кумуляцией энергии (инерциальный УТС; см. *Инерциальное удержание плазмы*), в приборах сильноточной электроники, для коллективного ускорения частиц (см. *Коллективные методы ускорения*) и т. д. Генерируются в *сильноточных ускорителях* в диапазоне длительностей импульса от 10 нс до 10 мкс.

Непосредств. источником электронного С. п. обычно является высоковольтный диод, работающий в режиме ограничения тока пространственным зарядом. Длительность импульса определяется временем перекрытия диодного промежутка приэлектродной плазмой. Плотность однородного тока эмиссии в плоском зазоре шириной d даётся законом «трёх вторых», $j \approx \approx 5 \cdot 10^{-2} I_0 (\gamma_0 - 1)^{1/2} d^{-2}$, где $(\gamma_0 - 1)$ — анодное напряжение (в единицах mc^2/e). При повышении анодного напряжения сверх значения $\gamma_0 - 1 \approx d/R$, где R — радиус катода, однородность нарушается и диод переходит в режим сильного сжатия потока собств. магн. полем пинча (см. *Пинч-эффект*). Эффективно эмиттирует тогда только кольцевая периферич. часть, а С. п. собирается на аноде вблизи оси в области с размером $\sim d$. На осн. части диода линии тока С. п. лежат на искажённых пространственным зарядом эквипотенц. поверхностях, поэтому такой поток получил назв. парapotенциального. Макс. ток С. п. в парapotенц. режиме равен $(I_0 R/2d)(\gamma_0 - 1) \operatorname{arch} \gamma_0$.

Для вывода С. п. из диода либо используется прозрачный для электронов фольговый анод, либо коаксиальный диод помещается в продольное магн. поле. Электронный парapotенц. поток трубчатой конфигурации движется в коаксиальном диоде вдоль цилиндрич. эквипотенц. поверхностей и не пересекает зазор в радиальном направлении (т. н. магн. изоляция). Достаточный для изоляции магн. поток через диод равен $(mc^2/e)(\gamma_0 - 1)^{1/2}$. Ток, отдаваемый коаксиальным диодом с магн. изоляцией, определяется пропускной способностью канала транспортировки, а длительность импульса — временем перекрытия зазора приэлектродной плазмой поперёк изолирующего магн. поля. Наилучшие результаты по длительности и устойчивости работы диода получены в неоднородном сходящемся магн. поле.

Распространение С. п. в вакууме возможно в продольном магн. поле, заметно превышающем $(mc^2/ea)(\gamma_0 - 1)^{1/2}$, где a — радиус С. п., но даже в бесконечно большом поле ток не может превышать величину $I_0(\gamma_0^{2/3} - 1)^{3/2}/2\ln(b/a)$, где b — радиус камеры дрейфа. Ограничение обусловлено повышением электростатич. потенциала в объёме пучка за счёт его пространственного заряда и слабее всего сказывается в случае трубчатого пучка. Приведённая энергия частиц в С. п. составляет при этом лишь $\gamma_0^{1/3}$. Частичная нейтрализация пространственного заряда увеличивает предельный ток.

Поскольку С. п. в магн. поле вращается как целое, ему свойствен сильный диамагнетизм, вплоть до обращения знака (реверса) поля внутри трубчатого пучка (т. н. *E*-слой). С учётом диамагнетизма физически заданным параметром следует считать не ведущее магн. поле, а полный магн. поток, замороженный в камере дрейфа и перераспределяющийся по сечению при инжекции пучка. Для тонкостенного заряженного трубчатого пучка в магн. поле характерна неустойчивость, приводящая к разбиению его на отдельные спиралеобразные струи.

Полностью нейтрализованный С. п. не ограничен по току, но собств. магн. поле сильно фокусирует его

частицы, совершающие поперечные колебания с длиной волны порядка или меньше радиуса пучка. Поэтому ср. поперечный импульс частиц в С. п. больше продольного, а поперечное распределение плотности тока имеет выраженный трубчатый характер.

Зарядовая нейтрализация пучка происходит при инжекции в достаточно плотную плазму за счёт вытеснения из его объёма медленных плазменных электронов с характерным временем $(4\pi\sigma)^{-1}$, где σ — проводимость плазмы. Если к моменту достижения нейтрализации ток С. п. продолжает нарастать, то эдс индукции создаёт ток оставшихся плазменных электронов, направленный против тока пучка и вызывающий токовую нейтрализацию. При небольшой плотности плазмы, когда плазменная частота $\omega_p < c/a$, обратный ток распределён по всему объёму, так что токовая нейтрализация неполна и имеет интегральный характер. При $\omega_p > c/a$ происходит локальная нейтрализация, за исключением поверхности С. п., где образуется двойной токовый слой толщиной $\sim c/\omega_p$ и сосредоточено магн. поле. В таких условиях частицы С. п. практически свободны, а сам он электродинамически ненаблюдаем. Эффективность переноса пучком мощности и энергии через плазму на расстоянии ~ 1 м близка к 100%, но на больших расстояниях уменьшается за счёт разл. неустойчивостей С. п., в первую очередь поперечной неустойчивости, выражающейся в изгибании пучка как целого и разбиения его на отд. нити.

При инжекции пучка в нейтральный газ существенны процессы нестационарной ионизации, длительность к-рых может быть сравнима с длительностью С. п. В начале за время (для воздуха) порядка $(0,7/p)$ нс, где p — давление газа в мм рт. ст. (торрах), за счёт прямой ионизации образуется кол-во ионов, достаточное для зарядовой нейтрализации, и вторичные электроны перестают уходить поперёк пучка. После этого медленные электроны дают вторичную ионизацию, скорость к-рой определяется ускоряющим их индукционным электрич. полем и давлением. Если за время существования С. п. успевает развиться ионизация, то проводимость скачком возрастает и все дальнейшие изменения тока С. п. точно компенсируются обратным током по плазме, что приводит к фиксации степени токовой нейтрализации и конфигурации пучка в момент пробоя. Эффективность распространения мала при малых давлениях (ниже 10^{-3} торр), когда нет даже зарядовой нейтрализации, достигает максимума при давлениях 0,1—1 торр, где может осуществиться токовая нейтрализация, а при больших давлениях падает из-за процессов рассеяния.

С. п. положит. ионов (гл. обр. водорода) снимаются с прианодной плотной плазмы, имеющей эмиссионную способность до 1 кА/см², и выводятся в сторону катода. В режиме ограничения пространственным зарядом диодный промежуток в ср. нейтрален, но плотность полного тока превышает закон «трёх вторых» не более чем в два раза из-за локальной раскомпенсации ионного и электронного потоков. Ионы с массой M дают тогда лишь малую долю $\sim (m/M)^{1/2}$ от полного тока, переносимого в осн. встречными электронами. Для повышения эффективности служит магн. изоляция электронной компоненты, не влияющая на распространение ионов. В рефлексных ионных диодах используется прозрачный для электронов анод, вблизи к-рого создаётся увеличенная плотность осциллирующих электронов. При этом может быть заметно превышен предел «трёх вторых» для ионов. Совр. конструкции диодов позволяют получать С. п. ионов ~ 1 МА при энергии ~ 1 МэВ и малой ($\leq 1^\circ$) угл. расходимости. Распространение С. п. ионов возможно только в условиях зарядовой нейтрализации медленными сопровождающими электронами.

Лит.: Диденко А. Н., Григорьев В. П., Усов Ю. П., Мощные электронные пучки и их применение, М., 1977; Миллер Р., Введение в физику сильноточных