

потоков заряд. частиц с плазмой и возбуждении сильных эл.-магн. полей. В основе коллективного взаимодействия лежат элементарные процессы излучения и поглощения эл.-магн. излучения заряд. частицами: одночастичный и коллективный эффекты Черенкова, нормальный и аномальный эффекты Доплера, циклотронное и синхротронное излучение и поглощение, модуляторное излучение, параметрич. резонансное излучение, переходное излучение, томсоновское и комптоновское рассеяние, Мандельштама — Бриллюэна рассеяние и др. Если в плазме определённая группа частиц совершает упорядоченное движение, то при достаточной большой их плотности имеет место коллективное излучение эл.-магн. волн: часть энергии упорядоченного движения переходит в энергию эл.-магн. излучения. Именно так происходит в плазменных усилителях и генераторах эл.-магн. волн. В свою очередь, в регулярных полях возбуждённых в плазме волн сторонние заряд. частицы могут приобрести упорядоченную энергию (коллективное ускорение). В нерегулярных полях с относительно широким спектром плазменных волн заряд. частицы приобретают неупорядоченную энергию вследствие поглощения этих волн и происходит нагрев плазмы. Поскольку пучки заряд. частиц могут обладать весьма большой кинетич. энергией, то и нагрев плазмы может быть значительным, вплоть до термоядерных темп-р. Такое возможно, однако, только в случае сильноионизованной плазмы. В слабоионизованной плазме существ. часть энергии передаётся нейтральным атомам и молекулам, в результате чего происходит их разогрев, возбуждение, диссоциация и ионизация. Эти процессы, в свою очередь, инициируют новый тип разряда, плазменно-пучковый разряд, новые типы хим. реакций (плазменно-хим. реакции), а также определяют работу нового типа квантовых генераторов — плазменных лазеров и мазеров, основанных на переходах в ионных и ионно-молекулярных уровнях энергий.

**Отличия и достоинства П. э.** Подобно вакуумной и квантовой электронике П. э. основана на явлении индуцированного (вынужденного) излучения и поглощения эл.-магн. волн заряд. частицами в плазме. Но если вакуумная электроника рассматривает излучение потоков заряд. частиц, движущихся в электродинамич. структурах — металл. либо диэлектрич. волноводах и резонаторах, то П. э. исследует излучение потоков заряд. частиц, движущихся в плазме, в плазменных волноводах и резонаторах (см. *Волновод плазменный*). Частота эл.-магн. излучения в вакуумной электронике определяется конечными геом. размерами волнопроводов и резонаторов, а в квантовой электронике — дискретностью энергетич. уровней излучателей (возбуждённых атомов и молекул); поэтому генераторы когерентного эл.-магн. излучения в вакуумной и в квантовой электронике узкополосны, менять их частоту плавно практически невозможно. В плазменных приборах частота зависит не только от геом. размеров волнопроводов и резонаторов, но и от плотности плазмы, поэтому излучатели в П. э. многомодовые; меняя плотность плазмы, можно менять частоты в широком интервале. В этом заключается одно из существ. отличий и преимуществ П. э. Так, напр., частота продольных ленгмюровских колебаний холодной изотропной плазмы (в системе ед. CGSE)  $\omega_p = (3 \cdot 10^9 n_p)^{1/2} c^{-1}$ , где  $n_p$  — плотность плазмы. При изменении реально используемой плотности плазмы в пределах  $(10^{10} - 10^{19}) \text{ см}^{-3}$  можно возбуждать волны длиной  $\lambda \approx (10^{-3} - 10^2) \text{ см}$ , что перекрывает всю полосу СВЧ от субмиллиметрового и до дециметрового диапазона. При наложении на плазму внеш. магн. поля диапазон частот собств. мод эл.-магн. колебаний плазмы расширяется.

Дисперсионное ур-ние, описывающее возбуждение волн моноэнергетич. нерелятивистским электронным пучком в простейшем случае холодной изотропной плазмы, записывается в виде

$$1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} - \frac{\omega_b^2}{(\omega - ku)^2} = 0. \quad (1)$$

Здесь  $\omega_b = \sqrt{3 \cdot 10^9 n_b}$  — ленгмюровская частота электронов пучка (*beam*),  $n_b$  — плотность,  $u$  — скорость пучка,  $k$  — волновой вектор,  $\omega$  — комплексная частота, действит. часть  $k$ -рой представляет частоту возбуждённых продольных колебаний поля, а мнимая часть — инкремент нарастания их амплитуды.

Если  $n_p \gg n_b$ , то, как следует из решения ур-ния (1), частота нарастающих во времени колебаний

$$\omega = ku \left[ 1 + \frac{-1 + i\sqrt{3}}{2} \left( \frac{n_b}{2n_p} \right)^{1/3} \right], \quad (2)$$

причём  $ku = \omega_p$ . Из соотношения (2) видно, что механизмом раскочки колебаний является эффект Черенкова — скорость пучка находится в резонансе с фазовой скоростью волны, но несколько больше последней. Раскочка колебаний происходит с инкрементом, равным  $i\omega$ , до тех пор, пока скорость пучка не уменьшится до скорости волны. Отсюда можно найти амплитуду насыщения поля волны:

$$E_{\text{макс}}^b = \left[ \alpha \left( \frac{n_b}{2n_p} \right)^{1/3} 8\pi n_b \frac{mu^2}{2} \right]^{1/2}, \quad \alpha = 0,2 - 0,3. \quad (3)$$

Второе отличие П. э. от вакуумной состоит в том, что если в последней возбуждаются поверхностные волны, либо осн. моды эл.-магн. колебаний диэлектрич. волнопроводов и резонаторов, то в П. э. происходит также эфф. возбуждение высоких объёмных мод с  $\lambda$ , намного меньшей геом. размеров плазменных волнопроводов и резонаторов. Макс. достижимая напряжённость электрич. поля в плазме  $E_{\text{макс}}^p = (4\pi n_p mc^2)^{1/2}$  ( $c$  — скорость света) и при плотности плазмы  $n_p \approx (10^{14} - 10^{18}) \text{ см}^{-3}$  составляет  $E_{\text{макс}}^p \approx 10^7 - 10^9 \text{ В/см}$ . В таком поле весьма эффективно будут ускоряться заряд. частицы до больших энергий на относительно малых длинах (на длине  $\sim 100 \text{ см}$  частицы могут ускоряться до  $\sim 10^3 \text{ МэВ}$ ). Существенно и то, что при возбуждении высоких мод объёмных колебаний ослабляется возможность пробоев на стенках, плазменных волнопроводов и резонаторов.

Осн. преимущество П. э. перед вакуумной — пропускать пучки с большими токами. В вакуумных системах токи пучков ограничены сверху пространственным зарядом. Напр., через вакуумный цилиндр. волновод радиуса  $R$  можно транспортировать трубчатый электронный пучок с током, не превышающим

$$I_0 \approx 17 \frac{(\gamma^{3/2} - 1)^{3/2}}{\Delta/r_b + 2 \ln(R/r_b)} \text{ [кА]}. \quad (4)$$

Здесь  $\gamma = 1 + \epsilon/mc^2$  — релятивистский фактор,  $\epsilon$  — кинетич. энергия электрона,  $r_b$  — ср. радиус пучка толщиной  $\Delta \ll r_b$ .

При движении потоков заряд. частиц в плазме происходит компенсация объёмного заряда и тока индуцированными в плазме полями и токами. Благодаря этому в плазменных системах возможно достижение больших токов, но и здесь существует верхний предел, определяемый устойчивостью пучка

$$I_{\text{п}} \approx \gamma^2 I_0. \quad (5)$$

Из (5) видно, что для пучка с энергией 1 МэВ предельный плазменный ток  $I_{\text{п}}$  достигает 100 кА, а мощность пучка — 100 ГВт, что намного превышает предельные значения в вакуумных системах. При этом скомпенсиров. по заряду пучки более однородны по сечению и поэтому более эффективно взаимодействуют с эл.-магн. волнами в плазме. В результате существенно повышается эффективность возбуждения эл.-магн. волн потоками заряд. частиц и достигаются значительно большие мощности излучения, чем в вакуумной электронике.

В 70-х гг. появились источники мощных высокоэнергетич. электронных и ионных пучков (энергия частиц