

КОГЕРЕНТНОСТЬ КОЛЕБАНИЙ ПУЧКА В ПОЛЕ СОБСТВЕННОГО ЗАРЯДА И ПАРАМЕТРЫ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУШЕК

Эффект собственного заряда всегда играет определяющую роль в электронных пушках. Когерентность зарядовых колебаний приводит к колебаниям эмиттанса пучка вдоль пушки. Это явление тесно связано с известной техникой «emittance compensation». В работе аналитически и численно получены простые и надежные оценки роста эмиттанса в пушках и их оптимальных параметров.

Ключевые слова: собственный заряд, электронная пушка, зарядовые колебания.

Введение

Эффект собственного заряда может существенно ухудшить эмиттанс и даже изменить характер движения пучка в канале. Для оценки эффекта удобно использовать уравнения Капчинского – Владимирского [1], преобразованные для среднеквадратичных величин:

$$\begin{cases} x'' = \frac{\varepsilon_x^2}{x^3} + \frac{I}{I_0(\beta\gamma)^3} \frac{1}{x+y} - \frac{e}{p} G_x x, \\ y'' = \frac{\varepsilon_y^2}{y^3} + \frac{I}{I_0(\beta\gamma)^3} \frac{1}{x+y} - \frac{e}{p} G_y y, \end{cases} \quad (1)$$

где x и y – горизонтальный и вертикальный среднеквадратичные размеры, а в индексах – соответствующие координаты; $''$ – вторая производная по независимой координате z ; ε , I , β , γ , G , e и p – эмиттанс, ток, безразмерная скорость, релятивистский фактор, фокусирующий градиент, заряд частицы и ее импульс соответственно; $I_0 = 4\pi \cdot mc^2/Z_0e$, ≈ 17 кА для электронов; $G_x = -G_y = G$ для фокусирующего в горизонтальном направлении квадруполья, $G_x = G_y = eB^2/4p$ для соленоида и $G_x = pr^2/e$, $G_y = 0$ для диполя с кривизной траектории p .

Если члены с током в правой части (1) сравнимы или превышают члены с эмиттансом, одночастичная модель дает неверный результат. Таким образом, если не выполняется следующее («силовое») неравенство [2]

$$\frac{\varepsilon_y^2}{y^3} \gg \frac{I}{I_0(\beta\gamma)^3} \frac{1}{x+y} \ll \frac{\varepsilon_x^2}{x^3},$$

эффектом собственного заряда пренебречь нельзя. Другой, «фазовый», критерий выглядит так:

$$\frac{5}{16} \frac{I}{\varepsilon I_0(\beta\gamma)^3} L \ll 1,$$

где L – длина канала.

Термин «emittance compensation» впервые предложен, по-видимому, в [3] при анализе высокочастотных (ВЧ) электронных пушек. Автор заметил, что нормализованный эмиттанс колеблется вдоль пушки и для минимизации его на выходе должен быть подобран оптимальный набег фазы. По мнению автора, это происходит в результате периодического сближения фазовых портретов сечений сгустка. Метод был существенно формализован и развит в [4] и последующих работах. Некоторые результаты, обсуждаемые здесь, можно найти также в [2; 5–8]. Термин «emittance compensation» весьма неудачен, так как совершенно не отражает суть процесса. Поскольку в русскоязычной литературе устоявшегося названия явления нет, предлагается использовать «когерентность зарядовых колебаний» для обозначения колебаний эмиттанса под действием собственного заряда.

Основные явления и уравнения

Рассмотрим сначала эффект продольной неоднородности заряда. Разделим сгусток на ряд поперечных сечений (слоев). Следуя [4], предположим, что каждый слой движется независимо от прочих. Это предположение достаточно точно, если в сопровождающей системе координат длина сгустка

много больше его поперечных размеров. Предположим также, что каждый слой однородно заряжен, имеет эллиптическую симметрию, как в [1], пренебрежимо малый эмиттанс и движется в канале с линейной фокусировкой. Тогда, подставив $I/I_0(\beta\gamma)^3 = j$, $G_x e/p = g$ и $G_y e/p = h$ в (1), получим

$$\begin{cases} x'' = \frac{j}{x+y} - gx, \\ y'' = \frac{j}{x+y} - hy. \end{cases} \quad (2)$$

Пока что продольный импульс и j считаем постоянными. Предположим, имеется решение (x, y) системы (2) для некоторых j и начальных условий. Назовем такое решение главным. Тогда движение другого слоя с током $j + \delta j$ (все величины с δ считаются малыми) подобно, если его размеры $\sqrt{(j + \delta j)/j}(x, y) \cong (1 + \delta j/2j)(x, y)$. Это главное решение для другого сечения. Итак, эмиттанс сгустка не растет, если все слои движутся по главным траекториям. Если сформировать сгусток таким образом, эффект продольной неоднородности будет полностью подавлен.

Если же начальные условия двух упомянутых слоев одинаковы (что обычно и бывает на эмиттере), состояние второго будет колебаться около главного решения. При этом имеются монополярная и квадрупольная моды, и их волновые числа отличаются в $\sqrt{2}$ раз [2]. Если система аксиально-симметрична, квадрупольная мода отсутствует, и фазовые портреты слоев периодически расходятся и сходятся (рис. 1). Очевидно, при этом эмиттанс сгустка осциллирует. Основное уравнение движения получается из (2) подстановкой $y = x$.

Теперь перейдем к эффекту поперечной неоднородности заряда. Он является главным для стационарных пучков и может также значительно влиять на эмиттанс сгустков. Рассмотрим аксиально-симметричный стационарный пучок, или, что в данном случае то же самое, слой сгустка с неоднородным радиальным распределением заряда. Тогда уравнение движения частицы на расстоянии x от оси будет

$$x'' = \frac{\tilde{I}}{I_0(\beta\gamma)^3} \frac{2}{x} - gx = \frac{2\tilde{j}}{x} - gx, \quad (3)$$

где \tilde{I} – ток внутри цилиндра с радиусом x . Теперь предположим, что движение частиц ламинарно, т. е. если в некоторый момент для двух частиц $x_1 > x_2$, то это сохраняется всегда. Это условие не всегда выполняется, но нарушается оно, как правило, в разреженном гало пучка, так что это нарушение мало влияет на оценку эмиттанса. Если радиальное распределение заряда неоднородно, траектории частиц не могут быть подобными, и ситуация выглядит, как на рис. 2.

Для оценок эмиттанса удобно использовать линейаризованное безразмерное уравнение движения. Рассмотрим безразмерное отклонение от главной траектории $\delta = \delta x/x$, сделаем соответствующую подстановку в (2), отбросим все высшие по δ члены и получим

$$\delta'' + \left(2\frac{x'}{x} + \frac{(\beta\gamma)'}{\beta\gamma} \right) \delta' = -\frac{j}{x^2} \delta. \quad (4)$$

Аналогичная подстановка в (3) дает очень похожее уравнение, но вместо j в правой части $4\tilde{j}$.

Как и любое линейное обыкновенное дифференциальное уравнение (ОДУ) второго порядка, (4) определяет матрицу преобразования между двумя любыми точками канала z_0 и z_1 :

$$\mathbf{M}(z_0, z_1) = \begin{pmatrix} C & S \\ C' & S' \end{pmatrix},$$

где (C, C') и (S, S') – это величины (δ, δ') в z_1 , если в z_0 они $(1, 0)$ и $(0, 1)$ соответственно. Это широко известные \cos - и \sin -подобные траектории. В общем случае коэффициент при δ' в (4) не равен нулю, так что $\det \mathbf{M}$ не обязательно единица [9]

$$\det \mathbf{M}(z_0, z_1) = \exp \left(- \int_{z_0}^{z_1} \left(2\frac{x'}{x} + \frac{(\beta\gamma)'}{\beta\gamma} \right) dz \right) = \left(\frac{x_0}{x_1} \right)^2 \frac{(\beta\gamma)_0}{(\beta\gamma)_1}.$$

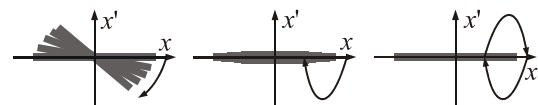


Рис. 1. Фазовые портреты сечений сгустка

Матрица преобразования однородного канала, в котором x, j и $\beta\gamma = \text{const}$,

$$\mathbf{M}(z_0, z_1) = \begin{pmatrix} \cos \varphi & \frac{x}{\sqrt{j}} \sin \varphi \\ -\frac{\sqrt{j}}{x} \sin \varphi & \cos \varphi \end{pmatrix},$$

где $\varphi = (z_1 - z_0)\sqrt{j}/x$. Это, по-видимому, единственный случай, когда набег фазы зарядовых колебаний определяется абсолютно корректно, т. е. набег фазы участков аддитивны и коммутативны. Тем не менее нас интересуют только \cos -подобные траектории, поскольку обычно $\delta' = 0$ на эмиттере. Тогда набег фазы в канале можно определить, сопоставив последний с однородным каналом. Однородный канал соответствует данному, если x, j и $\beta\gamma$ в первом и в конце второго совпадают, а также совпадают отношение и знаки C и C' обоих. В этом случае набег фазы в произвольном канале составляет

$$\varphi = \arctan \left(\frac{-C'x}{C\sqrt{j}} \right), \quad (5)$$

где квадрант выбран так, чтобы знаки $\cos \varphi$ и $\sin \varphi$ совпадали с таковыми у C и C' соответственно.

Определенная таким образом фаза обладает некоторыми полезными свойствами. Если к произвольному каналу с набегом φ добавить однородный канал с набегом $\pi - \varphi$ и x, j и $\beta\gamma$ во втором совпадают с таковыми в конце первого, полный набег фазы будет π :

$$\begin{pmatrix} \cos(\pi - \varphi) & \frac{x}{\sqrt{j}} \sin(\pi - \varphi) \\ -\frac{\sqrt{j}}{x} \sin(\pi - \varphi) & \cos(\pi - \varphi) \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} a \cos \varphi & * \\ -a \frac{\sqrt{j}}{x} \sin \varphi & * \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -a & * \\ 0 & * \end{pmatrix}.$$

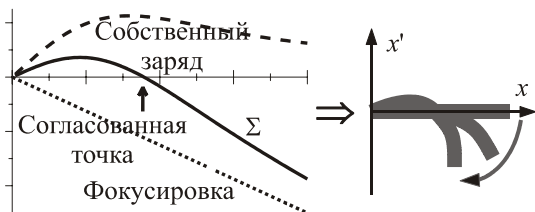


Рис. 2. Движение гауссова пучка

Аналогичная ситуация с дополнением до 2π . В [5] и [2] показано, что фазовые портреты слоев складываются, а фазовый портрет слоя выпрямляется при $\delta' = 0$, что эквивалентно $\varphi = n\pi$, где n – целое.

Набор участков с набегам, кратными π , также обладает набегом, кратным π . Это – следствие того факта, что произведение верхних треугольных матриц есть верхняя треугольная матрица. Если количество участков с набегом π нечетно, общий набег будет π . В противном случае – 2π . Во всех случаях x, j и $\beta\gamma$ на границах должны совпадать.

Следует подчеркнуть, что определенная выше зарядовая фаза не есть бетатронная фаза, а некоторая аналогия происходит из-за сходства порождающих уравнений, и определение (5) удобно для анализа эмиттанса пучков и не является единственно возможным.

Дифференциальные характеристики сгустка

Пусть имеется сгусток с неоднородным продольным и однородным поперечным распределением заряда и известны зависимости тока $I(\zeta)$, размера $x(\zeta)$ и наклона $x'(\zeta)$ от продольной координаты в сгустке ζ . Попробуем по этим данным определить относительную амплитуду и фазу зарядовых колебаний слоев. Для этого необходимы некоторые дополнительные предположения. Предположим, что в начальном состоянии все слои сгустка имели одинаковый (неизвестный нам) размер и нулевой наклон. Такая ситуация типична, если сгусток родился на плоском эмиттере. Считаем, что рассматриваемый слой ζ движется по главной траектории. Тогда главный размер x_0 другого слоя $\propto \sqrt{j}$, так что

$$\frac{dx_0}{d\zeta} = \frac{x}{2j} \cdot \frac{dj}{d\zeta}.$$

На эмиттере

$$\begin{aligned} \delta x_e &= -\frac{dx_0}{d\zeta} \delta\zeta = -\frac{x_e}{2j} \cdot \frac{dj}{d\zeta} \delta\zeta \Rightarrow \delta_e = \\ &= -\frac{1}{2j} \cdot \frac{dj}{d\zeta} \delta\zeta, \\ \delta_e' &= 0. \end{aligned}$$

В точке наблюдения

$$\begin{aligned} \delta x &= \left(\frac{dx}{d\zeta} - \frac{x}{2j} \frac{dj}{d\zeta} \right) \delta\zeta \Rightarrow \\ \Rightarrow \delta &= \left(\frac{1}{x} \frac{dx}{d\zeta} - \frac{1}{2j} \frac{dj}{d\zeta} \right) \delta\zeta, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\delta x' &= \left(\frac{dx'}{d\zeta} - \frac{x'}{2j} \frac{dj}{d\zeta} \right) \delta\zeta \Rightarrow \\ \Rightarrow \delta' &= \left(\frac{dx'}{d\zeta} - \frac{x'}{x} \frac{dx}{d\zeta} \right) \frac{\delta\zeta}{x}.\end{aligned}$$

Тогда зарядовая фаза, согласно определению (5) (не забываем, что на эмиттере $\delta_e < 0!$):

$$\varphi = \arctan \frac{\frac{dx'}{d\zeta} - \frac{x'}{x} \frac{dx}{d\zeta}}{\frac{1}{2\sqrt{j}} \frac{dj}{d\zeta} - \frac{\sqrt{j}}{x} \frac{dx}{d\zeta}}. \quad (6)$$

Разумеется, квадрант выбирается так, чтобы знаки $\sin\varphi$ и $\cos\varphi$ совпадали с таковыми у числителя и знаменателя соответственно. Относительная амплитуда колебаний, т. е. отношение локальной амплитуды к амплитуде на эмиттере:

$$\begin{aligned}A &= \frac{\sqrt{\delta^2 + \left(\frac{x}{\sqrt{j}} \delta' \right)^2}}{|\delta_e|} = \\ &= \frac{\sqrt{\left(\frac{2j}{x} \frac{dx}{d\zeta} - \frac{dj}{d\zeta} \right)^2 + 4j \left(\frac{dx'}{d\zeta} - \frac{x'}{x} \frac{dx}{d\zeta} \right)^2}}{\left| \frac{dj}{d\zeta} \right|}.\end{aligned} \quad (7)$$

Для того чтобы вычислить подобные характеристики слоя или стационарного пучка при рассмотрении поперечной неоднородности заряда, в качестве независимой переменной можно взять поперечную координату частицы x . Опять-таки, главный размер $x_0 \propto \sqrt{\tilde{j}}$, так что

$$\frac{dx_0}{dx} = \frac{x}{2\tilde{j}} \cdot \frac{d\tilde{j}}{dx}.$$

На эмиттере

$$\delta x_e = \left(1 - \frac{dx_0}{dx_e} \right) \delta x = \left(1 - \frac{x_e}{2\tilde{j}} \cdot \frac{d\tilde{j}}{dx_e} \right) \delta x \Rightarrow \quad (8)$$

$$\begin{aligned}\Rightarrow \delta_e &= \left(\frac{1}{x_e} - \frac{1}{2\tilde{j}} \cdot \frac{d\tilde{j}}{dx_e} \right) \delta x, \\ \delta_e' &= 0.\end{aligned} \quad (9)$$

В этом случае типично $\delta_e > 0$. Это справедливо, если $\tilde{d}\tilde{j}/dx < 2\tilde{j}/x$, что выполняется тогда и только тогда, когда плотность тока

строго убывает от центра к периферии. В точке наблюдения:

$$\begin{aligned}\delta x_{po} &= \left(1 - \frac{dx_0}{dx} \right) \delta x = \left(1 - \frac{x}{2\tilde{j}} \cdot \frac{d\tilde{j}}{dx} \right) \delta x \Rightarrow \\ \Rightarrow \delta_{po} &= \left(\frac{1}{x} - \frac{1}{2\tilde{j}} \cdot \frac{d\tilde{j}}{dx} \right) \delta x,\end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned}\delta x'_{po} &= \left(\frac{dx'}{dx} - \frac{x'}{2\tilde{j}} \frac{d\tilde{j}}{dx} \right) \delta x \Rightarrow \\ \Rightarrow \delta'_{po} &= \left(\frac{dx'}{dx} - \frac{x'}{x} \right) \frac{\delta x}{x}.\end{aligned} \quad (11)$$

Тогда зарядовая фаза, согласно определению (5) (на эмиттере $\delta_e > 0!$)

$$\varphi = \arctan \frac{\frac{x'}{x} - \frac{dx'}{dx}}{\frac{2\sqrt{\tilde{j}}}{x} - \frac{1}{\sqrt{\tilde{j}}} \cdot \frac{d\tilde{j}}{dx}}. \quad (12)$$

Чтобы вычислить относительную амплитуду зарядовых колебаний, необходимо соотносить δx и $\delta x'$ в парах (8), (9) и (10), (11). Это не одно и то же, поскольку в первом случае это относится к эмиттеру, а во втором – к точке наблюдения. Из закона сохранения заряда следует, что $\tilde{d}\tilde{j}/\tilde{j}$ сохраняется, т. е. δx следует заменить на $\tilde{j}/(\tilde{d}\tilde{j}/dx)$ в соответствующем месте:

$$\begin{aligned}A &= \frac{\tilde{j}}{\tilde{d}\tilde{j}/dx} \cdot \sqrt{\left(\frac{1}{x} - \frac{1}{2\tilde{j}} \cdot \frac{d\tilde{j}}{dx} \right)^2 + \frac{1}{4\tilde{j}} \left(\frac{dx'}{dx} - \frac{x'}{x} \right)^2} = \\ &= \frac{\tilde{j}}{\tilde{d}\tilde{j}/dx_e} \cdot \left(\frac{1}{x_e} - \frac{1}{2\tilde{j}} \cdot \frac{d\tilde{j}}{dx_e} \right) = \\ &= \frac{\sqrt{\left(\frac{dx}{\tilde{d}\tilde{j}} \cdot \frac{\tilde{j}}{x} - \frac{1}{2} \right)^2 + \frac{\tilde{j}}{4} \left(\frac{dx'}{\tilde{d}\tilde{j}} - \frac{dx}{\tilde{d}\tilde{j}} \cdot \frac{x'}{x} \right)^2}}{\frac{dx_e}{\tilde{d}\tilde{j}} \cdot \frac{\tilde{j}}{x_e} - \frac{1}{2}}.\end{aligned} \quad (13)$$

Величины без индексов относятся к точке наблюдения, а с нижним индексом e – к эмиттеру.

Макроскопический эффект собственного заряда в пушках

Источник электронов (а также протонов или ионов) всегда эмиттирует частицы с весьма малой энергией. Таким образом, влияние собственного заряда наиболее сильно именно вблизи эмиттера. К сожалению, модель, изложенная в предыдущем

разделе, совершенно не работает в этой области по следующим причинам.

1. Вблизи эмиттера всегда присутствуют металлические электроды с фиксированным потенциалом. Распределение заряда на них зависит от распределения заряда в пучке и создает поля, сопоставимые с собственным полем пучка. Таким образом, влияние электродов является определяющим вблизи эмиттера. Кроме того, поперечные силы, создаваемые зарядом электродов, вообще говоря, нелинейны.

2. Если пучок нестационарный (состоит из сгустков), то всегда найдется область, где энергия частиц достаточно мала и длина сгустка в сопровождающей системе координат сравнима или меньше его поперечных размеров. В этом случае взаимодействие между слоями с разным током существенно.

3. Если пучок нестационарный, голова и хвост сгустка находятся в разных условиях – в тот момент, когда рождается голова, сгустка еще нет, а когда хвост – он уже есть. В процессе же ускорения за головой находится часть сгустка с меньшей энергией, а перед хвостом – с большей, так что поперечные силы в этих двух случаях различаются из-за нелокальности взаимодействия. Таким образом, набранный поперечный импульс зависит не только от тока в слое, но и от его координаты в сгустке.

Если эмиттер круглый и однородный и пучок стационарный, геометрия пушки может быть оптимизирована так, чтобы собственный заряд не приводил к увеличению эмиттанса. Пример – известная пушка Пирса. В то же время продольная неоднородность тока в сгустке всегда ухудшает эмиттанс, так как пушка оптимальна лишь для какого-то определенного тока, а фазовые портреты сечений с другими токами искривлены и повернуты относительно оптимального. Это приводит к росту как эмиттансов слоев с неоптимальными токами (из-за нелинейной трансформации их фазовых портретов), так и полного эмиттанса сгустка (из-за поворота фазовых портретов различных слоев).

Движение частиц в одной и той же пушке будет подобно (только в нерелятивистском случае!), если напряжение и ток связаны законом $\frac{3}{2} - I \propto U^{3/2}$. Тогда эмиттанс пучка не зависит от напряжения и тока. Определим меру качества пушки

как отношение $\varepsilon / (r_e \sqrt{j})$, где r_e – радиус эмиттера. Посмотрим, как она зависит от напряжения и тока. В нерелятивистском случае

$$\beta\gamma \cong \sqrt{\frac{2eU}{mc^2}} \propto \sqrt{U} \Rightarrow j = \frac{I}{I_0 (\beta\gamma)^3} \propto \frac{U^{3/2}}{U^{3/2}} = \text{const},$$

так что мера качества (ε и $r = \text{const}$) зависит только от геометрии пушки. В то же время яркость $I/\varepsilon_n^2 \propto \sqrt{U}$. При пропорциональном изменении всех геометрических размеров пушки и сохранении плотности тока с эмиттера $\varepsilon \propto r, I \propto r^2, U \propto r^{4/3}$, так что показатель качества

$$\frac{\varepsilon}{r_e \sqrt{j}} \propto \frac{r_e (\beta\gamma)^{3/2}}{r_e \sqrt{I}} \propto \frac{U^{3/4}}{r_e} = \text{const}.$$

Яркость при этом пропорциональна \sqrt{U}/r_e^2 .

Остается лишь найти коэффициент при $r_e \sqrt{j}$ в выражении для эмиттанса и оптимальное соотношение размеров эмиттера и пушки. Еще один важный параметр – фаза зарядовых колебаний на выходе из пушки, поскольку канал после нее должен давать недостающий до 2π набег, чтобы компенсировать разворот фазовых портретов слоев. Кроме того, этот канал должен также правильно фазировать зарядовые колебания в слоях, связанные с поперечной неоднородностью заряда. Таким образом, в корректирующем канале всегда имеет место совместный эффект продольной и поперечной неоднородностей заряда.

Для того чтобы найти коэффициент качества и параметры корректирующего канала, рассмотрим несколько различных модельных электронных пушек и проанализируем их. Для расчета электронных пушек использовался «SAM» [10] – двумерный код для стационарного режима. Код позволяет считать пушки с аксиально-симметричной либо планарной геометрией. Мы использовали первую возможность. Для каждой геометрии и разных токов эмиттера рассчитывались фазовые портреты на выходе пушки. Каждый такой результат трактовался как состояние слоя сгустка с соответствующим током. Первая рассчитанная геометрия изображена на рис. 3.

Условное название пушки – «300kVGun». Пушка диодного типа, геометрия катодного электрода подобрана так, чтобы минимизировать эмиттанс пучка с током 2 А при напряжении 300 кВ. Радиус эмиттера $r_e = 5$ мм, расстояние до анодного электрода $l = 123$ мм. Ее первеанс $1,212 \cdot 10^{-8}$ А/В^{3/2}, а «естественный» ток эмиттера 1,99 А. Именно такой ток течет с катода при ограничении собственным зарядом. Максимальный допустимый ток в данной геометрии при напряжении 300 кВ составляет чуть более 3,3 А. При этом плотность тока катода принудительно задается однородной, а начальная энергия электронов при тока 2 А составляет 100 эВ. При других токах эта энергия пропорциональна $I^{2/3}$. Превышение вызывает диагностику «на расстоянии... образуется виртуальный катод». Рассчитанные параметры слоев в зависимости от тока приведены на рис. 4. Все параметры – среднеквадратичные.

Этих данных достаточно, чтобы восстановить дифференциальные характеристики сгустка – зарядовую фазу и относительную амплитуду зарядовых колебаний на выходе пушки. Воспользуемся для этого формулами (6) и (7). В качестве независимой координаты ζ удобно взять ток слоя I . Зависимости зарядовой фазы и амплитуды от тока для описанной пушки показаны на рис. 5. Видно, что в пределах от 1 до 3 А фаза почти не зависит от тока и составляет около $2,5 \approx 0,8\pi$. Таким образом, если после пушки поместить идеальный однородный канал (т. е. такой, в котором набег фазы не зависит от амплитуды) с набегом фазы $\approx 1,2\pi$, следует ожидать, что эмиттанс на выходе такой системы будет минимальным. Остаются лишь вопросы: сгусток с каким пиковым током и заданным продольным распределением (например, гауссовым) даст наименьший эмиттанс в такой системе; с каким слоем такого сгустка должен быть согласован канал после пушки и каков в нем набег фазы.

Выше мы рассмотрели движение слоев сгустка и вычислили дифференциальные характеристики сгустка. Однако интерес представляют также дифференциальные характеристики слоев, поскольку из-за нелинейности фокусировки в пушке поперечное распределение заряда становится неоднородным и проявляется эффект поперечной неоднородности собственного заряда. Фазу в пределах каждого слоя найдем из (12) – это не представляет трудностей. А вот вы-

числить относительную амплитуду из (13) невозможно, так как вблизи однородного эмиттера все частицы в слое движутся по подобным траекториям, зарядовые колебания не возбуждаются и знаменатель равен нулю. Тем не менее значение числителя (13) также информативно, поскольку характеризует амплитуду колебаний. На рис. 6 показана фаза зарядовых колебаний в зависимости от тока слоя и относительной начальной поперечной координаты. На карте видны два не очень ровных плато: первое в пределах токов от 1 до 2 А со значением фазы ≈ 4 и второе в пределах токов от 2,3 до 3,3 А со значением фазы ≈ 1 . Как видно, фаза внутри слоев не имеет какого-то превалирующего значения, как на рис. 5. Это означает, что коррекция эффекта поперечной неоднородности заряда тут вряд ли возможна. С другой стороны, эмиттансы слоев достаточно малы по сравнению с проекционным, так что заботиться надлежит, в основном, об эффекте продольной неоднородности. На рис. 7 приведена карта амплитуд – значение числителя (13), в координатах ток слоя – начальная поперечная координата.

Почти на всей плоскости $A \ll 1$. Исключение составляет небольшая область около

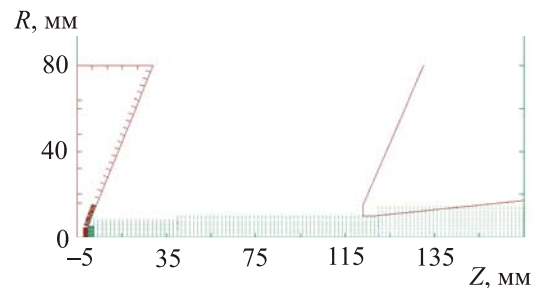


Рис. 3. Геометрия пушки «300kVGun». Сплошные линии – электроды

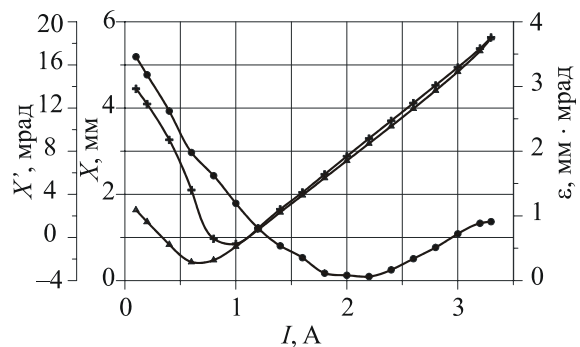


Рис. 4. Параметры слоя в зависимости от тока: среднеквадратичный размер (Δ), его наклон (+), эмиттанс (●)

$I \approx 0,8$ А, $x/x_{\max} \approx 0,9$. Для сравнения: для гауссова слоя эта усредненная амплитуда, т. е. знаменатель (13), составляет 18,17. Таким образом, влияние поперечной неоднородности заряда на эмиттанс в данной пушке пренебрежимо мало.

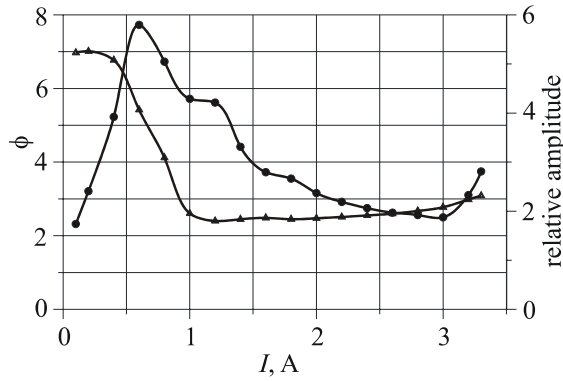


Рис. 5. Дифференциальные параметры сгустка в зависимости от тока слоя: фаза (Δ) и относительная амплитуда (\bullet) зарядовых колебаний

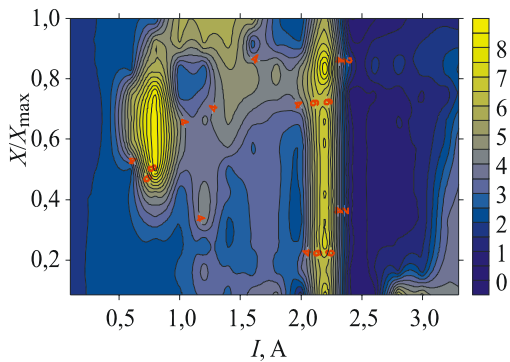


Рис. 6. Фаза зарядовых колебаний в слоях сгустка в зависимости от тока и относительной начальной поперечной координаты

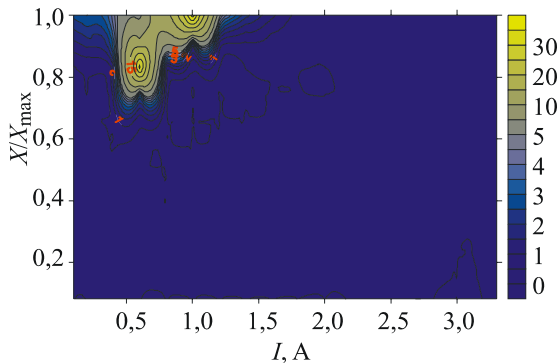


Рис. 7. Амплитуда зарядовых колебаний в слоях сгустка в зависимости от тока и относительной начальной поперечной координаты

Как при рассмотрении совместного эффекта пространственного заряда, считаем, что слои движутся независимо и движение каждого ламинарно. Идеальный канал с набегом фазы φ , согласованный со слоем с током j_0 , среднеквадратичным размером x_0 и наклоном x'_0 , преобразует координаты и наклоны частиц следующим образом:

$$x' \rightarrow x' - x \cdot (x'_0 / x_0),$$

$$\begin{cases} x \rightarrow x_0 + (x - x_0) \cos \varphi + x'_0 / \sqrt{j} \sin \varphi, \\ x' \rightarrow x' \cos \varphi - (x / x_0 - 1) \sqrt{j} \sin \varphi. \end{cases} \quad (13)$$

Разработанный для моделирования пушки с идеальным каналом код «GunEmitLine» получает исходные данные – радиусы и наклоны трубок тока в каждом слое – от «SAM», преобразует их согласно (13) и вычисляет необходимые для нахождения эмиттанса среднеквадратичные величины для гауссова (в продольном направлении) сгустка с заданным пиковым током:

$$\langle \xi \rangle = \frac{2}{\sqrt{\pi} N^2} \int_0^{I_p} \int_0^N \xi(I, n) n dn \frac{dI}{I \sqrt{\ln(I_p / I)}},$$

где n – номер трубки тока; N – их число; I – ток слоя, а I_p – заданный пиковый ток. Далее вычисляется среднеквадратичный эмиттанс по стандартной формуле. Наконец, ищется $\min(\epsilon(j_0, \varphi))$. Если задать $\varphi = 0$, будет вычислен эмиттанс сгустка на выходе пушки без канала. На рис. 8 показана зависимость эмиттанса сгустка с пиковым током 2,2 А (продольное распределение гауссова) от тока согласованного слоя и набега фазы в канале. Оптимум 1,03 мм·мрад достигается при согласованном токе 1,043 А и набеге фазы в компенсирующем канале $3,91 \approx 1,246\pi$. Если не добавлять компенсирующий канал, эмиттанс при том же пиковом токе составит 6,63 мм·мрад.

На рис. 9 приведены зависимости эмиттанса и показателя качества $\epsilon^c = \epsilon / (x_e \sqrt{j})$, где x_e – среднеквадратичный размер пучка на эмиттере (в данном случае – однородной плотности тока эмиттера – половина радиуса эмиттера), от пикового тока на выходе данной пушки (200 мм от эмиттера) без канала и с оптимальным идеальным каналом. Видно, что в обоих случаях эмиттанс растет почти пропорционально корню из пикового тока при $I_p > 0,8$ А. Соответственно $\epsilon^c \approx \text{const}(I)$.

Добавку к коэффициенту качества из-за неидеальности корректирующего канала можно оценить как (3.6), (3.108) и Table 3.1 из [2]:

$$\Delta \varepsilon^c \approx 0,037 \frac{x_0}{x} A^3 \frac{\varphi}{2\pi} \approx 0,13,$$

где все параметры относятся к согласованному слою. Таким образом, неидеальность канала (зависимость частоты колебаний от амплитуды) может существенно ослабить его эффект.

Для исследования этого вопроса добавим к пушке «реальный» канал, состоящий из пустого промежутка длиной L_1 , тонкой линзы силой D и еще одного промежутка длиной L_2 . Попробуем достичь похожих результатов в такой системе. Код «GunNLine», моделирующий простейший неоднородный канал, аналогичен «GunEmitLine», но преобразование в канале нелинейное, в соответствии с (3). Оптимизация эмиттанса производится по трем переменным: L_1 , L_2 и D . На рис. 10 показана зависимость эмиттанса сгустка с пиковым током 2,2 А от L_2 и D для той же пушки. При этом всегда $L_1 = 0,25L_2$. Как обычно, виден овраг вдоль линии равной фазы, дно которого меняет свою глубину.

Следующий шаг – не фиксируем отношение L_1 / L_2 и для каждой пары (L_1, L_2) находим минимум эмиттанса по D . Результат приведен на рис. 11. Минимум эмиттанса достигается в точке $L_1 = 0,0362$ м, $L_2 = 0,1942$ м. Оптимальная сила линзы при этом $8,50 \text{ м}^{-1}$, а значение эмиттанса $1,087 \text{ мм} \cdot \text{мрад}$. Минимум эмиттанса достигается в точке $L_1 = 0,0362$ м, $L_2 = 0,1942$ м. Оптимальная сила линзы при этом $8,50 \text{ м}^{-1}$, а значение эмиттанса $1,087 \text{ мм} \cdot \text{мрад}$.

Наконец, результаты оптимизации канала по всем трем параметрам показаны на рис. 9, а параметры оптимального канала – на рис. 12. Видно, что добавление оптимального канала эффективно для пиковых токов от 1,3 до 3,3 А – эмиттанс улучшается в 3...6 раз, а сила линзы не слишком велика. При меньших пиковых токах эффективность канала резко снижается, а необходимая сила линзы достигает 30 м^{-1} . Коэффициент качества практически постоянен в пределах пикового тока 1,8...3,3 А и составляет 0,052...0,071. Следовательно, эмиттанс

$$\begin{aligned} \varepsilon &\cong 0,052 \dots 0,071 x_e \sqrt{j} \cong \\ &\cong 0,026 \dots 0,036 r_e \sqrt{\frac{I}{I_0 (\beta\gamma)^3}}. \end{aligned}$$

Для того чтобы выяснить, как влияет геометрия пушки на ее качество и параметры корректирующего канала, все те же вычисления были проведены также для следующих пушек:

- «150kvGun» – укороченная вдвое исходная пушка (напряжение 150 кВ);

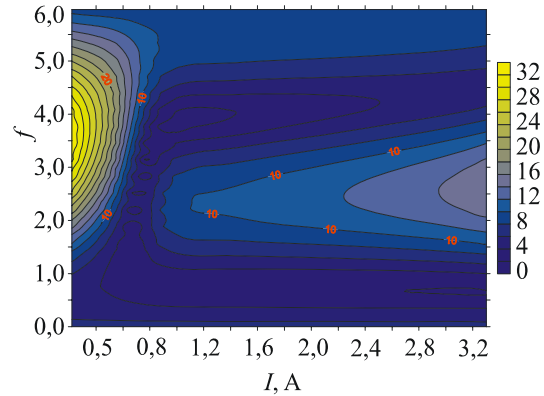


Рис. 8. Эмиттанс, мм · мрад, сгустка с пиковым током 2,2 А в зависимости от набега зарядовой фазы в канале и тока согласованного слоя

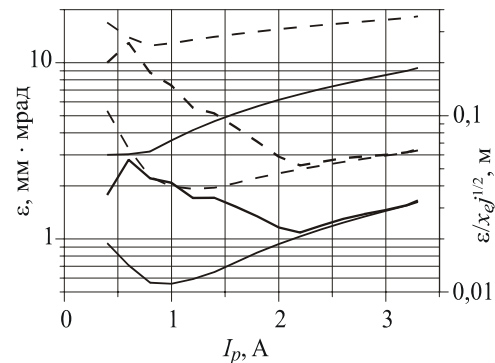


Рис. 9. Эмиттанс (сплошные линии) и показатель качества (пунктир) в зависимости от пикового тока сгустка. Верхние – на выходе пушки, нижние – с оптимальным идеальным каналом, средние – с оптимальным неоднородным каналом

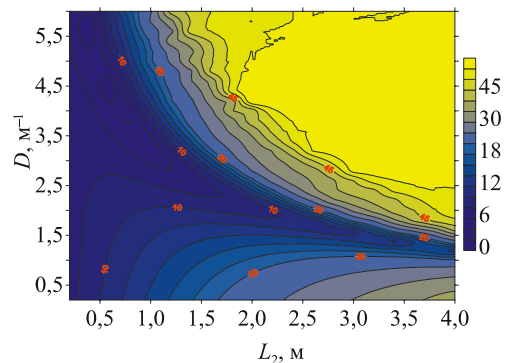


Рис. 10. Эмиттанс сгустка, мм · мрад, с пиковым током 2,2 А в зависимости от длины второго пустого промежутка в неоднородном канале и силы линзы

- «300kvShortGun» – пушка той же длины, но добавлен электрод с распределенным потенциалом (первеанс, как у исходной, напряжение 300 кВ);
- «850kvGun» – удлиненная вдвое исходная пушка (напряжение 850 кВ);
- «300kvLongGun» – пушка той же длины, но добавлен электрод с распределенным потенциалом (первеанс, как у исходной, напряжение 300 кВ);
- «300kvLongGunPl» – весьма похожа на предыдущую, но прикатодный электрод совершенно плоский, т. е. геометрия сильно отличается от пирсовской (напряжение 300 кВ);
- «RFGun1MV» – модель фотоэлектронной высокочастотной 1,3 ГГц пушки, только первая ячейка (смоделировано и магнитное ВЧ поле, напряжение 1 МВ);
- «RFGun2MV» – та же пушка, но напряжение вдвое выше; добавлена для выяснения зависимости от напряжения, поскольку случай явно релятивистский.

Параметры всех этих пушек сведены в табл. 1. Условные обозначения следующие: ε_0^c – показатель качества пушки, коррекции нет; ε_h^c – показатель качества пушки с оптимальным идеальным однородным каналом; I_m – ток согласованного слоя в этом канале; φ – набег фазы в этом канале; I_p – пиковый ток сгустка; ε_r^c – показатель качества пушки с оптимальным неоднородным каналом. Из данных таблицы можно заключить, что наилучший показатель качества составляет $\approx 0,02$ и достигается в моделях фотоэлектронных ВЧ пушек с оптимальным неоднородным каналом. Качество некорректированных пушек также наилучшее в этих случаях. Пушка «300kvLongGunPl» лишь немногим уступает в качестве двум предыдущим. Отсюда можно заключить, что плоский катодный электрод значительно лучше

квазипирсовой геометрии (как у всех остальных пушек), если пушка импульсная, и фронт и спад составляют значительную часть импульса. Разумеется, при этом эмиттансы слоев больше, но вклад их в проекционный эмиттанс сгустка невелик. В то же время большее поле вблизи катода (из-за более равномерного его распределения в зазоре пушки) уменьшает действие продольной неоднородности заряда. Итак, ожидаемый нормализованный эмиттанс на выходе системы из правильно сконструированной пушки и оптимального неоднородного корректирующего канала составляет

$$\begin{aligned} \varepsilon_n &\approx 0,017\dots 0,025 x_e \sqrt{\frac{I_p}{I_0 \beta \gamma}} \cong \\ &\cong 0,0085\dots 0,013 r_e \sqrt{\frac{I_p}{I_0 \beta \gamma}}. \end{aligned} \quad (14)$$

Продольное распределение электронов в сгустке полагается гауссовым.

Насколько же параметры реальных пушек приблизились к означенному пределу? В табл. 2 приведены параметры лучших (с точки зрения показателя качества) созданных к настоящему времени импульсных пушек. Рассматривались только те машины, для которых эмиттанс и пиковый ток имели критическое значение. В третьей колонке приведена энергия электронов на выходе первой ячейки пушки (которая примерно вдвое короче остальных). Дело в том, что собственно «пушкой» является как раз эта ячейка. Остальные же ячейки можно рассматривать как часть корректирующего канала. Как видно из таблицы, качество лучших реальных пушек приближается к приведенному пределу, но не достигает его. При этом в некоторых пушках применяется «beam shaping», т. е. продольное и / или поперечное распределение электронов в сгуст-

Таблица 1

Параметры модельных пушек

Пушка	ε_0^c	ε_h^c	I_m / I_p	φ	ε_r^c
300kvGun	0,25...0,35	0,04...0,06	0,4...0,5	2,4...2,5	0,05...0,08
150kvGun	0,25...0,35	0,03...0,05	0,37...0,45	2,0...2,1	0,04...0,06
300kvShortGun	0,3...0,4	0,04...0,07	0,56...0,67	1,9	0,1...0,2
850kvGun	0,35...0,5	0,07...0,1	0,49...0,59	2,5...2,7	0,11...0,17
300kvLongGun	0,26	0,045...0,055	0,3...0,45	3,1...3,4	0,05...0,08
300kvLongGunPl	0,3...0,5	0,06...0,08	0,11...0,13	1,6...1,8	0,02...0,025
RFGun1MV	0,2...0,35	0,037...0,06	0,022...0,067	0,6...1,0	0,017...0,023
RFGun2MV	0,2...0,35	0,037...0,065	0,02...0,08	0,6...1,1	0,018...0,022

Таблица 2

Параметры существующих пушек

Пушка	E_{kin} , МэВ	I_p , А	x_e , мм	ϵ_n , мм·мрад	ϵ^c
LCLS *	2,0	50	1	0,83	0,034
DESY	1,05	100	1	2,7	0,06
DESY *	1,05	43	0,57	1,7	0,10
BNL IV	1,33	67	0,3	1,4	0,14
BNL IV *	1,33	133	0,3	1,35	0,095
MIT	0,27	50	0,5	3,5	0,14

Таблица составлена по данным: www.ssrl.slac.stanford.edu/lcls/; www.ssrl.slac.stanford.edu/lcls/parameters.html; [11; 12; 13; 14; 15; 16; 17; 18]. Знаком «звездочка» отмечены пушки с «beam shaping», т. е. в которых продольное и / или поперечное распределение электронов приближено к прямоугольному.

ке приближено к прямоугольному. В этом случае эффект пространственного заряда может быть и вовсе сведен к нулю. Тем не менее остается поперечная температура фотоэлектронов. Для Cs₂Te фотокатода и длины волны излучения 262 нм эта температура была измерена в [11] – она оказалась 0,8 эВ. Если предположить, что температура фотоэлектронов с металлического (медь или магний) катода в LCLS приблизительно та же, то это ограничивает нормализованный эмиттанс сгустка [11]

$$\epsilon_n = x_e \sqrt{\frac{2E_k}{3m_e c^2}} \cong 1 \text{ мм} \cdot \text{мрад}.$$

По-видимому, именно это ограничивает эмиттанс пушки LCLS.

Эффекты сетки

Таких эффектов можно насчитать три:

- 1) рассеяние на ячейках;
- 2) фокусировка / дефокусировка в ячейках при неоптимальном токе катода;
- 3) неоднородность заряда пучка, создаваемая ячейками.

Рассеяние на ячейках не связано с эффектом собственного заряда, но может заметно влиять на эмиттанс, и поэтому включено в рассмотрение.

Если U – напряжение катод-сетка, то нормализованный поперечный импульс определяется неравенством

$$\frac{p}{mc} < \sqrt{2 \frac{eU}{mc^2}}.$$

Число рассеянных частиц, вылетевших за пределы катодно-сеточного промежутка

$$\frac{\Delta N}{N} < \frac{d}{4l} < \frac{U}{4W\rho l},$$

где N – общее число частиц; $W \approx W_0/\beta^2 \approx W_0 \cdot mc^2/2eU$ – ионизационные потери (см. [19. Формула Бете (1.16), табл. 1.6]), $W_0 \approx 2 \text{ МэВ/г} \cdot \text{см}^2 = 2 \cdot 10^5 \text{ эВ/кг} \cdot \text{м}^2$; l – отношение площади ячейки к ее периметру. Учтено, что не более половины электронов вылетает через левую стенку и не более половины вылетевших имеют им-

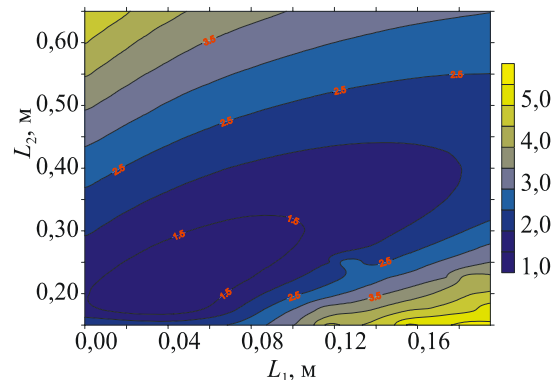


Рис. 11. Эмиттанс, мм·мрад, сгустка с пиковым током 2,2 А в зависимости от длин первого и второго участков неоднородного канала. Сила линзы оптимизирована

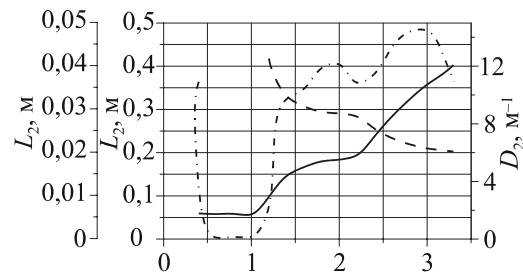


Рис. 12. Параметры оптимального неоднородного канала в зависимости от пикового тока: первый промежуток (штрихпунктир), второй промежуток (сплошная линия) и сила линзы (пунктир)

пульс, направленный вверх (от эмиттера), все же прочие за пределы сетки не вылетают. Тогда вклад от рассеяния на сетке в нормализованный эмиттанс можно оценить как

$$\varepsilon_n = \frac{pc}{mc^2} r \sqrt{\frac{\Delta N}{N}} < r \frac{eU}{mc^2} \sqrt{\frac{U}{W_0 \rho l}}.$$

Например, для катодно-сеточного узла Y-824 от СРІ (диаметр эмиттера 16 мм, расстояние катод-сетка 0,2 мм, размер квадратной ячейки 0,55 мм) при напряжении катод-сетка 100 В значение справа $\approx 2,9 \cdot 10^{-8}$ м. По-видимому, влияние рассеяния на эмиттанс несущественно.

Оценим теперь эффект (де)фокусировки в ячейках при неоптимальном токе. Рассмотрим сначала круглую ячейку с радиусом R . Пусть электрическое поле по разные стороны сетки отличается на ΔE . Тогда поток поля, уходящий на края одной ячейки,

$$\begin{aligned} \Delta \Phi &= \pi R^2 \Delta E = 2\pi R \int E_R dz \Rightarrow \\ \Rightarrow \int E_R dz &= \frac{R \Delta E}{2}, \end{aligned}$$

где E_R – радиальное поле на поверхности цилиндра с радиусом R ; z – координата вдоль движения пучка. Приобретенный час-

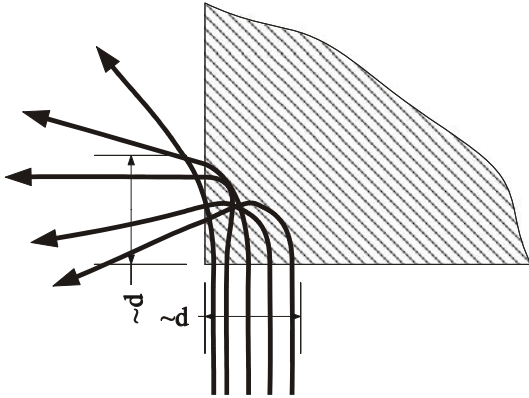


Рис. 13. Рассеяние электронов сеткой

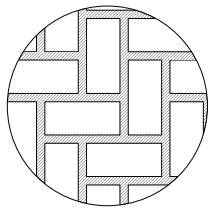


Рис. 14. «Паркетная» сетка

тицей на краю отверстия поперечный импульс

$$p = \frac{e}{v} \int E_R dz,$$

а нормализованный наклон ее траектории

$$r'_n = \frac{p}{mc} = \frac{e}{mcv} \int E_R dz = \frac{R \Delta E}{2\sqrt{2U} mc^2/e}.$$

Учитывая, что для круглой ячейки $\langle r'^2 \rangle^{1/2} = 1/2 r'_{\max}$, можем оценить нормализованный эмиттанс от (де)фокусировки в ячейках как

$$\varepsilon_n = \sqrt{\langle r^2 \rangle \langle r_n'^2 \rangle} = \frac{r_e \cdot R \Delta E}{8\sqrt{2U} mc^2/e}. \quad (15)$$

Для уменьшения тепловых деформаций сетку часто делают «паркетной» (рис. 14). Ячейку такой сетки можно рассматривать с хорошей точностью как щель, имеющую бесконечную длину. В этом случае получаем оценку нормализованного эмиттанса, отличающуюся лишь коэффициентом – 3 вместо 2 под корнем в знаменателе в (15). Здесь d – ширина щели.

Для того чтобы оценить эмиттанс сгустка, нужно знать зависимость ΔE от I . E в зазоре катод-сетка растет приблизительно как $I^{2/3}$, а поле снаружи сетки – результат расчета пушки. Возьмем исходную пушку «300kVGun», будем считать, что согласованный ток ($\Delta E = 0$) равен «естественному» току пушки (в режиме ограничения тока собственным зарядом). Зависимость ΔE от I в таких предположениях приведена на рис. 15. С хорошей точностью $d\Delta E/dI \approx -0,467$ МВ/(м·А). Подставив эту линейную зависимость в (15) и усреднив квадрат эмиттанса по сгустку, найдем вклад фокусировки в ячейках сетки в эмиттанс.

Зависимость нормализованного эмиттанса, внесенного сеточными линзами, от пикового тока приведена на рис. 16. Сетка такая же, как в Y-824 СРІ.

Эмиттанс той же пушки с корректирующим каналом растет приблизительно пропорционально пиковому току в диапазоне 2...3,3 А (см. рис. 9) и составляет $\varepsilon \approx 1,05 \rightarrow \varepsilon_n \approx 1,3$ мм·мрад при 2,2 А и $\varepsilon \approx 1,64 \rightarrow \varepsilon_n \approx 2,0$ мм·мрад при 3,3 А. Видно, что сеточный эмиттанс превышает таковой от собственного заряда при любом пиковом токе сгустка. Если же корректирующий канал отсутствует, сеточный эмиттанс меньше вы-

званного собственным зарядом при пиковом токе более $\approx 1,3$ А. В остальных рассмотренных пушках ситуация аналогичная.

Из-за прореживания сеткой плотность тока в пушке становится неоднородной (рис. 17). Тогда плотность тока, прошедшего через отверстия в сетке, выше, чем средняя в слое. Считая движение слоя главной траекторией, можно рассмотреть движение участка с током как возмущение одной.

Здесь изображена простейшая одномерная картинка. На самом деле, измерений два, и области не являются концентрическими окружностями. В случае же с «паркетной» сеткой движение приблизительно соответствует одномерному планарному. До тех пор, пока края участков с током не соприкоснулись, их можно рассматривать изолированно. Далее каждая частица движется в среднем с поперечной скоростью, набранной к данному моменту, а сила, действующая на нее, осциллирует около значения, характерного для равномерно заряженного слоя. Это происходит из-за пересечения все новых и новых краев начальных участков с током и перемешивания. Если сетка квадратная, соприкосновение краев происходит не одновременно по всему периметру. Тем не менее общая картина примерно такая же.

Таким образом, на эмиттанс от данного эффекта влияют:

- 1) размер пучка x ;
- 2) локальное волновое число зарядовых колебаний \sqrt{j}/x ;
- 3) размер ячейки χ ;
- 4) относительная амплитуда зарядовых колебаний A ;
- 5) коэффициент прозрачности сетки v .

Оценим эмиттанс от данного эффекта как

$$\varepsilon \approx xx' \approx x \cdot \chi A (1 - \sqrt{v}) \frac{\sqrt{j}}{x} \approx \frac{1}{2} \chi A (1 - v) \sqrt{j}.$$

Как обычно, подразумеваются среднеквадратичные размеры: для квадратной сетки (хорошее приближение – круглые отверстия) следует брать $\chi = 1/4 d$, а для паркетной $\chi = 1/2 \sqrt{3d}$. В последнем случае лишь половина щелей дает вклад в x' в заданном направлении, так что результат надлежит поделить на $\sqrt{2}$. В результате получаем: $\chi = 1/2 \sqrt{6d}$. Тогда приращение нормализованного эмиттанса от прореживания сеткой составит

$$\varepsilon_n \approx (0,1 \dots 0,125) A d (1 - v) \sqrt{\frac{I}{I_0 (\beta \gamma)}}.$$

Для пушек, рассмотренных в предыдущем разделе, и сетки с квадратными ячейками с периодом 0,3 мм и прозрачностью 0,8 рассматриваемый эффект дает добавку к коэффициенту качества 0,0024...0,018, причем большие значения относятся к «коротким» пушкам. Можно сделать вывод, что эффект прореживания сеткой значительно слабее, чем эффекты продольной неоднородности заряда и фокусировки сеткой.

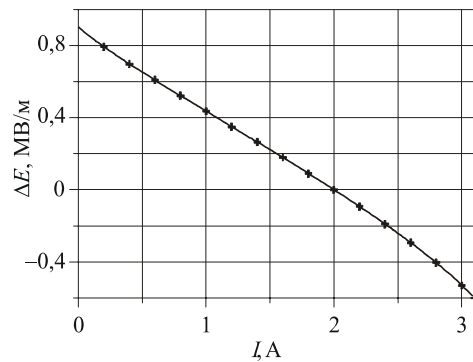


Рис. 15. Зависимость разности потенциалов по сторонам сетки от тока катода в пушке «300kVGun»

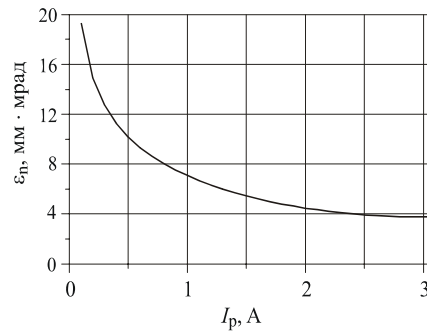


Рис. 16. Нормализованный эмиттанс, внесенный сеточными линзами, в зависимости от пикового тока. Пушка «300kVGun»

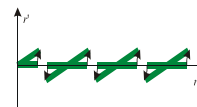


Рис. 17. Прореживание тока сеткой

Выводы

1. Оптимальный компенсирующий канал улучшает эмиттанс импульсной пушки, определяемый макроскопическим собственным зарядом, в 3...15 раз. Оптимальный канал дополняет фазу зарядовых колебаний до 2π и согласован с пучком.

2. Ожидаемый нормализованный эмиттанс пушки с коррекцией можно оценить из (14).

3. Показатели качества лучших существующих пушек приближаются к теоретической оценке.

4. Другие существенные эффекты, влияющие на эмиттанс пушек – температура фотоэлектронов или фокусировка ячейками сетки. По-видимому, именно эти эффекты определяют эмиттанс лучших существующих пушек.

Список литературы

1. Катчинский И. М. Теория линейных резонансных ускорителей. М.: Энергоиздат, 1982.

2. Miginsky S. V. Space charge effect, coherence of charge vibration and emittance. Prepr. Budker INP № 2007-11. Novosibirsk, 2007. (http://www.inp.nsk.su/activity/preprints/files/2007_011.pdf)

3. Carlsten B. E. New photoelectric injector design for the Los Alamos National Laboratory XUV FEL accelerator // NIM. 1989. Vol. A 285.

4. Serafini L., Rosenzweig J. Relativistic quasilaminar beams in RF photoinjectors: a theory of emittance compensation // Phys. Rev. 1997. Vol. E 90.

5. Miginsky S. V. Minimization of space charge effect // NIM. 2007. Vol. A 575.

6. Miginsky S. V. Optimal beamlines for beams with space charge effect // XX Russian Conf. on Charged Particle Accelerators RuPAC-2006. Novosibirsk, Russia, 2006.

7. Miginsky S. V. Electron guns and beamlines in the view of emittance compensation // Asian Particle Accelerator Conference APAC 2007. Indore, India, 2007.

8. Miginsky S. V. Coherence of space charge vibration and parameters of electron guns // 29th International Free Electron Conference FEL 2007, Budker INP. Novosibirsk, Russia, 2007.

9. Брук Г. Циклические ускорители заряженных частиц. М.: Атомиздат, 1970.

10. Fomel B. M., Tiunov M. A., Yakovlev V. P. SAM – an Interactive Code for Evaluation of Electron Guns: Prepr. Budker INP № 96-11. Novosibirsk, 1996. (http://www.inp.nsk.su/activity/preprints/oldwww/texts/p96_11.ps)

11. Miltchev V., Abrahamyan K., Asova G. et al. Transverse emittance measurements at the photo injector test facility at DESY Zeuthen // FEL'04. Trieste, Italy, 2004.

12. Löhl F., Schreiber S., Castellano M. et al. Measurements of the transverse emittance at the FLASH injector at DESY // PRST-AB 9. 2006. 092802. (<http://prst-ab.aps.org/pdf/PRSTAB/v9/i9/e092802>)

13. Schreiber S. Commissioning of the VUV-FEL injector at TTF // EPAC'04, Lucerne Congress Centre. Switzerland, 2004.

14. Krasilnikov M. et al. Characterization of the electron source at the Photo Injector Test Facility at DESY Zeuthen // FEL. Tsukuba, 2003.

15. Yang J., Sakai F., Yanagida T. et al. Experimental studies of photocathode RF gun with laser pulse shaping // EPAC'02. P., 2002.

16. Brown W. J. Low emittance electron beam production and characterization with a 17 GHz photocathode RF gun: Ph. D. Thesis // MIT. 2001. (<http://dspace.mit.edu/handle/1721.1/8287>)

17. Trotz S. R. Experimental Study of a 17 GHz High Gradient Photocathode Injector: Ph. D. thesis // MIT. 1997.

18. Brown W. J., Trotz S., Kreisler K. E. et al. Experimental and theoretical investigations of a 17 GHz RF gun // NIM. 1999. Vol. A425. P. 441–459.

19. Козлов В. Ф. Справочник по радиационной безопасности. М.: Атомиздат, 1977.

Материал поступил в редколлегию 16.10.2007