

01;10

## Поперечная динамика и межсгустковый энергообмен в ускорительной структуре с диэлектрическим заполнением

© И.Л. Шейнман, А.Д. Канарейкин

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет,  
193376 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: isheinman@yandex.ru

(Поступило в Редакцию 13 ноября 2007 г.)

Исследована самосогласованная поперечная динамика сильноточных релятивистских электронных пучков, используемых для генерации кильватерных полей в многосгустковых схемах кильватерного ускорения в структурах с диэлектрическим заполнением. Определены дальности пролета пучка в отсутствие фокусировки и передаваемая ускоряемому электронному сгустку энергия для схем с профилированным и равномерным распределением заряда в последовательности генераторных сгустков. Сформулированы требования к системе фокусировки пучка, при которых схема с профилированным распределением заряда дает преимущество в эффективности передачи энергии ускоряемому электронному сгустку от генераторных по сравнению со схемой с равномерным распределением заряда.

PACS: 29.20.Ej, 41.75.Ht, 29.27.Bd, 29.27.Eg

### Введение

Современная ускорительная техника находится в поиске новых революционных методов для обеспечения прогресса в области экспериментальной физики высоких энергий. Сама идея и разработанные технологии диэлектрического кильватерного ускорения (ДКУ) электронов (ускорения на основе эффекта Вавилова–Черенкова) являются одним из перспективных направлений создания высокоградиентных структур современных линейных ускорителей [1,2]. Волноводные структуры, заполненные диэлектриком, с возбуждением поля в них как непосредственно сильноточным электронным пучком, так и за счет внешнего высокочастотного генератора большой мощности, интенсивно исследовались на протяжении последних лет [1–8] с точки зрения перспектив их использования для линейных ускорителей высоких энергий.

Основной элемент такой структуры, которая может рассматриваться как ускоряющая ячейка на основе эффекта Вавилова–Черенкова, весьма прост (рис. 1). Это цилиндрический металлический волновод, заполненный внутри диэлектриком с вакуумным каналом вдоль оси. Короткий (1–4 мм) электронный сгусток с большим зарядом (типичная величина — 20–40 нС) — так на-

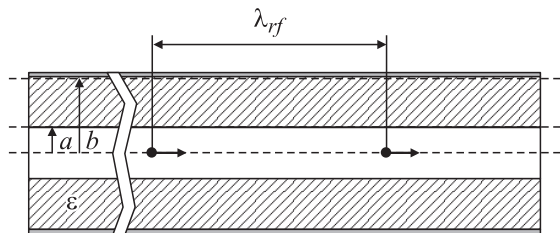


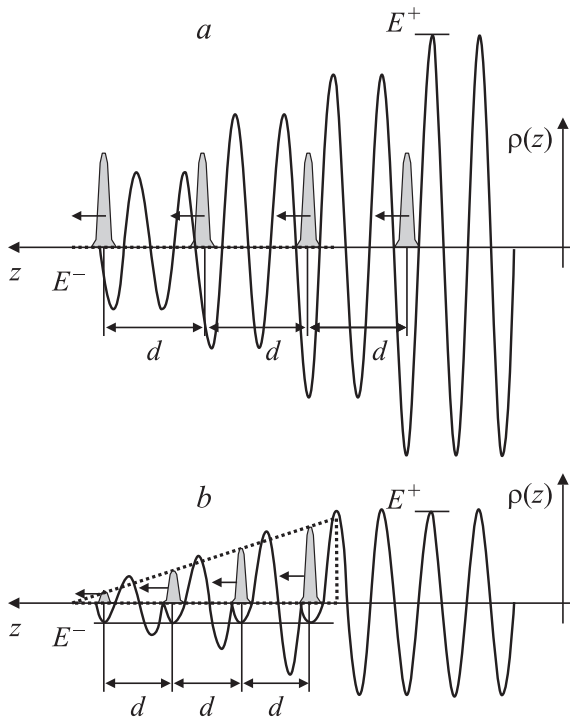
Рис. 1. Последовательность электронных сгустков в керамическом волноводе.

зывается ведущий — при пролете по вакуумному каналу генерирует моду черенковского излучения  $TM_{01}$  (продольное „кильватерное“ поле). Следующий за ним с задержкой, подбираемой из требования согласования с ускоряющей фазой кильватерного поля, сгусток с малым зарядом — так называемый ускоряемый, или ведомый, — ускоряется этим кильватерным полем [1,2]. Данный принцип ускорения был успешно экспериментально продемонстрирован в Аргоннской национальной лаборатории США (АНЛ) [1] и в настоящее время интенсивно развивается в ряде лабораторий [2–8].

### Повышение эффективности кильватерного ускорения: многопучковая схема

Наиболее критическими моментами для ДКУ являются увеличение ускоряющего кильватерного поля  $E^+$  и повышение коэффициента трансформации энергии  $R$  — параметров, показывающих эффективность процесса ускорения [5,7–11].  $R$  определяется как отношение максимального приращения энергии электронов в ведомом сгустке к максимальной убыли энергии электронов ведущего (генераторного) сгустка.

Традиционно для ДКУ предлагается использовать коллинеарную схему, при которой ускоряемый и ведущий сгустки проходят вдоль одной оси. Однако для всех коллинеарных устройств суммарное увеличение энергии сгустка ограничено: в соответствии с „кильватерной теоремой“ [9] электроны ускоряемого сгустка в этом случае не могут увеличить свою энергию более чем на удвоенную величину энергии электронов ведущего сгустка. Соответственно для ускорителя, где сгустки движутся вдоль одной линии (и для случая симметричного ведущего сгустка), величина  $R \leq 2$ .



**Рис. 2.** Многопучковые схемы ускорения: *a* — FBT-схема, максимизирующая ускоряющее поле  $E$ ; *b* — RBT-схема, максимизирующая трансформационное отношение  $R$ .

Для получения  $R > 2$  может быть использована идея формирования несимметричного сгустка [9] (что крайне сложно технически), или же профилирования последовательности сгустков [7,8,10,11], что было реализовано и впервые продемонстрировано в эксперименте для двух ведущих сгустков:  $R = 2.3$  [3]. В соответствии в данной схеме формируется треугольный профиль цепочки гауссовых сгустков с периодом последовательности  $d$  (Ramped Bunch Train — RBT, рис. 2, *b*), что также имеет целью обеспечение  $R > 2$ . Заряды в цепочке профилированы так, что первый сгусток в последовательности обладает наименьшим зарядом, а последний — наибольшим (пунктир на рис. 2, *b*). Из рис. 2, *b* видно, что все четыре „ведущих“ сгустка в цепочке испытывают воздействие одинакового по амплитуде относительно небольшого тормозящего поля  $E_z^-$ , однако ускоряющее поле  $E_z^+$  за цепочкой значительно выше. Этот фактор обеспечивает высокую эффективность передачи энергии от ведущей последовательности к ускоряемому сгустку, что отражает численно увеличение коэффициента трансформации  $R$ . Высокая эффективность передачи энергии от цепочки ведущих сгустков к полю в RBT-методе требует достаточного расстояния пролета, на котором происходит отбор энергии от ведущих сгустков.

Другая схема с плоским профилем последовательности сгустков (Flat Bunch Train — FBT) используется для сложения полей отдельных сгустков и увеличения

суммарного ускоряющего поля [5,6], рис. 2, *a*. Схема основана на когерентной интерференции полей всех сгустков в цепочке. Тормозящие поля, действующие на ведущие сгустки, быстро нарастают с ростом номера сгустка в цепочке (см. рис. 2, *a*), при этом следует отметить, что расстояние, на котором происходит отбор энергии, невелико.

Наличие наряду с продольными полями поперечных отклоняющих пучков полей вносит существенные коррективы в выбор и организацию ускорительной схемы. Анализ поперечной динамики последовательности сильноточных сгустков показывает определяющее влияние радиального отклонения пучка на ограничение длины пролета  $l$  сгустков в волноводе [4,12]. При его превышении под действием отклоняющих сил происходит касание пучком стенок волновода, потери сначала отдельных частиц, а затем и всего сгустка. Тем самым поперечные неустойчивости (если не используется фокусирующий элемент) ограничивают продольную длину ускорительной структуры, а также определяют расстояние, на котором возможна передача энергии от цепочки ведущих сгустков к ускоряемому пучку [4].

Использование RBT-схемы ускорения при условии идеального подавления фокусирующей системой поперечных неустойчивостей пучка позволяет достичь практически полного извлечения кинетической энергии ведущих сгустков и передачи ее ускоряемому сгустку. На практике фокусировка лишь частично подавляет поперечные неустойчивости, приводя к относительному увеличению дальности полета по сравнению со случаем без использования внешней фокусирующей системы. В результате электроны сгустков попадают на стенку волновода и не успевают передать свою энергию кильватерному полю. Переданная ускоряемому сгустку энергия  $\Delta W^+ = \int eE^+ dl$  уменьшается при возрастании потерь заряда ускоряющего пучка.

Пространственное распределение заряда оказывает влияние не только на ускорительный градиент  $E_z^+$  и коэффициент трансформации  $R$ , но определяет также радиальные поля, действующие на входящие в цепочку сгустки. Как следствие дальность полета также оказывается зависящей от выбора распределения заряда в цепочке ведущих сгустков.

Следует отметить, что при выборе ускорительной схемы (как RBT, так и FBT) величины зарядов ускоряющих сгустков и дистанции между ними определяются структурой схемы. Так, например, в одномодовом режиме возбуждения кильватерного волновода четырьмя сгустками (при  $\sigma > 0.2\lambda$ ) соотношения между зарядами составляют 1 : 3 : 5 : 7 в RBT-схеме и 1 : 1 : 1 : 1 — в FBT-схеме. При этом в RBT-последовательности каждый последующий ведущий сгусток помещается в максимум поля, создаваемого первыми сгустками, причем суммарное поле после всех сгустков увеличивается. В FBT-схеме каждый последующий ведущий сгусток помещается в минимум поля его предшественников.

## Теоретический анализ динамики пучка

Рассмотрим электронный сгусток, движущийся параллельно оси волновода. Математическое моделирование продольного и радиального кильватерного поля в диэлектрической структуре, возбуждаемой осевым распределением тока в приближении одиночного сгустка, проведено с использованием аналитической теории [5,12].

Выражение для ускоряющего поля точечного заряда  $q$  записывается в виде ряда:

$$E_{z \text{ dot}}(\xi, r) = q \sum_{n,m=0}^{\infty} \Psi_{E_{z,n,m}}(f_{n,m}, r) \cos(k_{z,n,m}\xi),$$

$$F_{r \text{ dot}}(\xi, r) = q \sum_{n,m=0}^{\infty} \Psi_{F_{r,n,m}}(f_{n,m}, r) \sin(k_{z,n,m}\xi),$$

где  $\xi = z - Vt$  — расстояние за сгустком,  $k_{z,n,m} = \frac{2\pi f_{n,m}}{\beta c}$  — продольная компонента волнового вектора кильватерной волны,  $f_{n,m}$  — собственные частоты волновода, зависящие от его геометрических размеров и диэлектрических свойств материала,  $\Psi_{E_{z,n,m}}(f_{n,m}, r)$ ,  $\Psi_{F_{r,n,m}}(f_{n,m}, r)$  — коэффициенты рядов, зависящие от геометрии, диэлектрической проницаемости волновода и начального положения заряда.

Реальные сгустки имеют некоторое распределение заряда в пространстве, которое в большинстве случаев описывается нормальным законом распределения. Поле гауссова сгустка можно определить, взяв интеграл-свертку поля точечного заряда с распределением заряда в сгустке:

$$E_z(\xi, r) = \frac{1}{\sigma_z \sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\xi} \exp\left(\frac{-s^2}{2\sigma_z^2}\right) E_{z \text{ dot}}(s - \xi, r) ds,$$

$$F_r(\xi, r) = \frac{1}{\sigma_z \sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\xi} \exp\left(\frac{-s^2}{2\sigma_z^2}\right) F_{r \text{ dot}}(s - \xi, r) ds,$$

где  $\sigma_z$  характеризует длину сгустка, которая оказывает существенное влияние на амплитудно-частотное распределение создаваемого поля, причем увеличение длины сгустка ведет к экспоненциальному подавлению высокочастотных мод.

Для кильватерного поля за гауссовым сгустком получаем

$$E_z(\xi, r) = q \sum_{n,m=0}^{\infty} \Psi_{E_{z,n,m}}(f_{n,m}, r) \times \exp\left(\frac{-k_{z,n,m}^2 \sigma_z^2}{2}\right) \cos(k_{z,n,m}\xi),$$

$$F_r(\xi, r) = q \sum_{n,m=0}^{\infty} \Psi_{F_{r,n,m}}(f_{n,m}, r) \times \exp\left(\frac{-k_{z,n,m}^2 \sigma_z^2}{2}\right) \sin(k_{z,n,m}\xi).$$

Расчет величин полей, создаваемых сгустками, будем проводить в предположении гауссового распределения зарядов в них как по продольной  $f(z)$ , так и по радиальной  $f(r)$  координате. Поскольку в отклоняющее поле при небольших отклонениях пучка от оси наибольший вклад вносит 1-я азимутальная мода, сила, действующая на заряды в радиальном направлении, зависит от  $r$  линейно ( $I_1(kr) \approx kr$  при малых  $kr$ ), интегрирование элементарных источников поперечной силы по радиальной координате дает математическое ожидание гауссового распределения. Таким образом, для расчета радиальной динамики можно считать, что заряд сосредоточен в центре поперечного распределения сгустка [12]. В дальнейшем будем рассматривать нитевидный электронный сгусток (пучок) с продольным профилем заряда  $f(\xi)$ , движущийся параллельно оси волновода со смещением  $r(\xi, t)$ . Начальное смещение сгустка  $r(\xi, t)|_{t=0}$  примем равным  $r_0$ .

Запишем уравнения продольной и радиальной динамики при скорости пучка, близкой к скорости света в вакууме [12]:

$$F = eE_z = m_e \frac{d(V_z \gamma)}{dt} \approx m_e V_z \frac{d\gamma}{dt} \approx m_e c \frac{d\gamma}{dt},$$

$$F_r = \frac{d(m_e V_r \gamma)}{dt} = m_e \left( \gamma \frac{dV_r}{dt} + V_r \frac{d\gamma}{dt} \right),$$

где

$$E_z = q \sum_{n,m} \Psi_{E_{z,n,m}} I_n(k_{r,n,m} r(\xi, t)) \times \int_0^{\xi} f(\xi_0) \cos(k_{z,n,m}(\xi - \xi_0)) I_n(k_{r,n,m} r(\xi_0, t)) d\xi_0,$$

$$F_r = eq \sum_{n,m} \Psi_{F_{r,n,m}} I'_n(k_{r,n,m} r(\xi, t)) \times \int_0^{\xi} f(\xi_0) \sin(k_{z,n,m}(\xi - \xi_0)) I_n(k_{r,n,m} r(\xi_0, t)) d\xi_0 + F_{\text{focus}}.$$

Проинтегрировав уравнение продольной динамики, получим

$$\gamma = \gamma_0 + \frac{eE_z(\xi)}{m_e c} t = \gamma_0 + a(\xi)t,$$

где  $a(\xi) = eE_z(\xi)/(m_e c)$ .

Подстановка этого выражения в уравнение радиальной динамики дает

$$F_r = m_e \left( \gamma \frac{\partial^2 r}{\partial t^2} + \frac{eE_z(\xi)}{m_e c} \frac{dr}{dt} \right) = m_e \left( \gamma \frac{\partial^2 r}{\partial t^2} + a(\xi) \frac{dr}{dt} \right).$$

Тогда радиальное смещение сгустка описывается уравнением:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 r(\xi, t)}{\partial r^2} \left( \gamma_0 + \frac{eE_z(\xi)}{m_e c} t \right) + \frac{eE_z(\xi)}{m_e c} \frac{\partial r(\xi, t)}{\partial t} \\ &= \frac{eq}{m_e} \sum_{n,m} \Psi_{F_{r,n,m}} I'_n(k_{r,n,m} r(\xi, t)) \\ & \times \int_0^\xi f(\xi_0) \sin(k_z(\xi - \xi_0)) I_n(k_{r,n,m} r(\xi_0, t)) d\xi_0 + F_{\text{focus}} \end{aligned}$$

или

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 r(\xi, t)}{\partial t^2} (\gamma_0 + a(\xi)t) + a(\xi) \frac{\partial r(\xi, t)}{\partial t} \\ &= \frac{eq}{m_e} \sum_{n,m} \Psi_{F_{r,n,m}} I'_n(k_{r,n,m} r(\xi, t)) \\ & \times \int_0^\xi f(\xi_0) \sin(k_z(\xi - \xi_0)) I_n(k_{r,n,m} r(\xi_0, t)) d\xi_0 + F_{\text{focus}}. \end{aligned}$$

Полученное уравнение представляет собой интегродифференциальное уравнение от двух переменных  $\xi$  и  $t$ . Его численное решение производится на основе нижеследующего алгоритма.

## Методика расчета самосогласованной динамики

Для решения уравнений самосогласованной динамики релятивистских электронных пучков (РЭП) разработана программа, позволяющая моделировать с учетом фокусировки движение системы сгустков, состоящих из цепочки до четырех ускоряющих сгустков-драйверов и одного ускоряемого сгустка.

В основу программы положен усовершенствованный алгоритм [12]. Продольное и радиальное поля получают путем интегрирования функции, описывающей поле излучения в точке  $z$ ,  $r$  от точечного заряда, находящегося в точке, с координатами  $z_0$ ,  $r_0$ , свернутой с функцией распределения заряда по длине сгустка. В каждый момент времени известна зависимость радиального смещения частиц сгустка  $r_0$  от  $z_0$ , которая используется для расчета поля. Для определения радиального смещения средней линии сгустка  $r(\xi, t)$  производится его разбиение на цепочку макрочастиц. На основе интегрирования уравнений движения методом Рунге–Кутты четвертого порядка (в отличие от [12], где уравнения переводятся в разностную форму с точностью решения 1-го порядка) находятся координаты макрочастиц вдоль средней линии сгустка в последующий момент времени, а затем эта дискретная последовательность интерполируется для получения вновь функциональной зависимости.

В интерфейсной части — автоматический расчет внутреннего и внешнего радиусов однослойного волновода

с вакуумным каналом при изменении любых других его параметров. Результатами работы программы являются: структура полей за сгустком, вид продольно-радиального распределения системы сгустков в произвольный момент времени или перед касанием пучком стенки, зависимости приобретенной и потерянной сгустками энергии  $\Delta W$  для конечного момента времени расчета перед касанием пучком стенки волновода. Коэффициент трансформации

$$R = \frac{\max E^+}{|\min E^-|}$$

находится как отношение максимума амплитуд ускоряющих полей, действующих на ускоряемый сгусток, к максимуму амплитуд тормозящих полей, действующих на ведущие сгустки.

Дальность полета  $L$  системы сгустков (числом до 5) перед касанием стенки, определяющая момент остановки расчета, может быть найдена как с учетом, так и без учета фокусирующей силы.

В идеализированной ситуации „абсолютной фокусировки“ максимально возможная дальность полета  $L_{\text{max}}$  находится из условия нарушения фазовой синхронизации полей в цепочки сгустков, когда из-за торможения ведущих сгустков и ускорения ведомого между ними набегают разность фаз, равная половине длины волны базовой ускоряющей моды кильватерного волновода [8].

$$L_{\text{max}} = \frac{\lambda W_d^2}{(m_0 c^2)^2 + \lambda W_d e E^-}.$$

Дальность полета  $L_{\text{max}}$  может быть достигнута при условии полного подавления фокусирующей системой поперечных неустойчивостей электронного пучка. Как правило, в рассматриваемых многосгустковых сильноточных схемах ускорения введение внешней фокусировки не позволяет добиться полного подавления поперечных неустойчивостей пучка и приводит лишь к некоторому увеличению дальности полета до касания сгустками стенки волновода. Качество фокусировки может быть охарактеризовано параметром  $\alpha$ , определяемым как отношение дальности полета пучка с включенной фокусировкой к дальности полета пучка без нее. Приведенный нами в таблицах параметр  $\alpha_{\text{max}}$  соответствует максимальной дальности полета  $L_{\text{max}}$ .

Проводилось тестирование программы на соответствие упрощенным методам на основе явного интегрирования дифференциального уравнения движения в предельных случаях.

## Анализ результатов расчетов

Расчеты проводились для волновода с параметрами:  $R_w = 0.6342$  см,  $R_c = 0.5$  см,  $\varepsilon_1 = 16$ ,  $f = 13.625$  GHz, соответствующими параметрам тестового ускорителя Аргоннской национальной лаборатории [2].

В табл. 1–3 и на рис. 3–6 для пучка из четырех ведущих и одного ведомого сгустка с суммарным

**Таблица 1.** Результаты расчетов для одномодового режима возбуждения волновода

Схема	$Q_{\Sigma}, \text{nC}$	$\sigma_z, \text{cm}$	$W_d, \text{MeV}$	$E_z, \text{MV/m}$	$R$	$W_{\text{acc}}, \text{MeV}$	$L, \text{m}$	$L_{\text{max}}, \text{m}$	$\alpha_{\text{max}}$
FBT	100	0.4	15	14.28	1.14	6.28	0.44	1.13	2.56
RBT	100	0.4	15	3.71	7.63	2.53	0.64	11.7	18.4
FBT	100	0.4	100	14.29	1.14	15.98	1.12	7.9	7.1
RBT	100	0.4	100	3.72	7.62	6.3	1.6	165	103

**Таблица 2.** Результаты расчетов для многомодового режима возбуждения волновода

Схема	$Q_{\Sigma}, \text{nC}$	$\sigma_z, \text{cm}$	$W_d, \text{MeV}$	$E_z, \text{MV/m}$	$R$	$W_{\text{acc}}, \text{MeV}$	$L, \text{m}$	$L_{\text{max}}, \text{m}$	$\alpha_{\text{max}}$
FBT	100	0.15	15	32.02	1.28	10.84	0.34	0.57	1.7
RBT	100	0.15	15	10.93	5.30	6.69	0.63	5.2	8.4
FBT	100	0.15	100	32.32	1.29	30.15	0.94	3.97	4.2
RBT	100	0.15	100	10.75	5.13	16.7	1.6	45.1	28.1

**Таблица 3.** Результаты расчетов при достижении максимальных ускоряющих полей

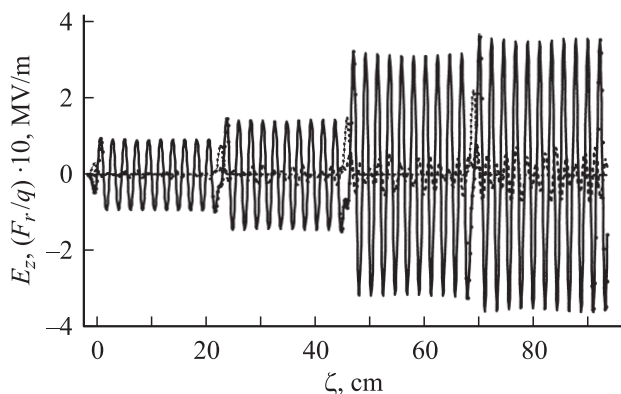
Схема	$Q_{\Sigma}, \text{nC}$	$\sigma_z, \text{cm}$	$W_d, \text{MeV}$	$E_z, \text{MV/m}$	$R$	$W_{\text{acc}}, \text{MeV}$	$L, \text{m}$	$L_{\text{max}}, \text{m}$	$\alpha_{\text{max}}$
FBT	360	0.15	15	100	1.20	14.4	0.14	0.18	1.3
RBT	910	0.15	15	100	5.31	19.8	0.20	0.77	3.8
FBT	355	0.15	100	100	1.23	42.9	0.43	1.23	2.9
RBT	918	0.15	100	100	5.32	50.9	0.52	5.29	10.2

зарядом  $Q_{\Sigma}$ , среднеквадратической длиной  $\sigma_z$  и стартовой энергией  $W_d$  представлены расчетные величины кильватерного поля  $E_z$ , коэффициента трансформации  $R$  и приобретаемой ускоряемым сгустком энергии  $W_{\text{acc}}$ . В табл. 1–3 также приведены дальности полета системы сгустков перед касанием стенки волновода  $L$ , максимально возможные дальности полета  $L_{\text{max}}$  и соответствующие им параметры качества фокусировки  $\alpha_{\text{max}}$ . Отклонение пучков от оси волновода принято одинаковым и составляет  $r_0 = 0.01 \text{ cm}$ . Распределение заряда и расстояния

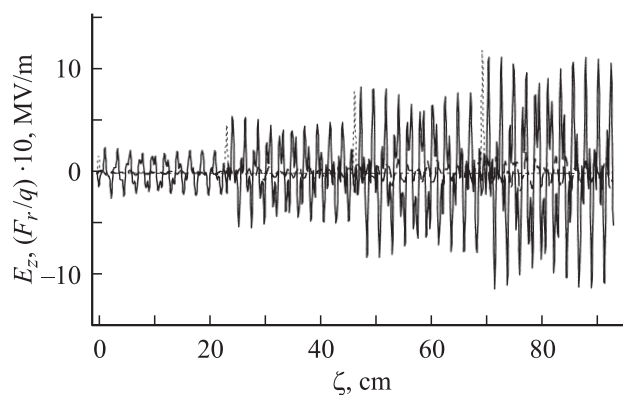
между сгустками выбрано из условия максимизации коэффициента трансформации в RBT-схеме и ускоряющего поля в FBT-схеме.

Для проведения сравнения в табл. 1, 2 все конфигурации сгустков имеют один и тот же суммарный заряд —  $Q_{\Sigma} = -100 \text{ nC}$ . При  $\sigma_z = 0.4 \text{ cm}$  обеспечивается одномодовый режим возбуждения волновода, при  $\sigma_z = 0.15 \text{ cm}$  волновод возбуждается в многомодовом режиме.

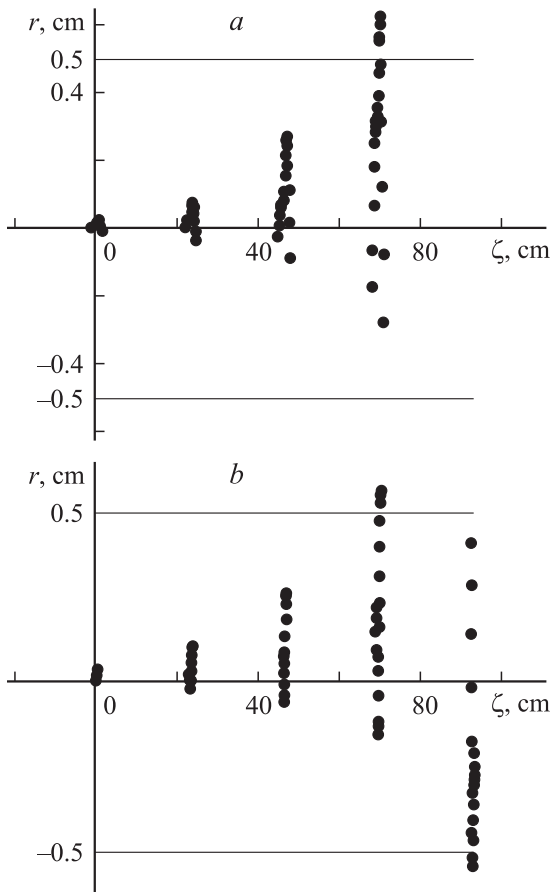
Анализ таблиц показывает, что в RBT-схеме сгусток летит дальше, чем в FBT. Более ярко эта особенность



**Рис. 3.** Структура продольных ( $E_z$ , сплошная линия) и радиальных ( $Fr/q$ , штриховая линия) полей в зависимости от расстояния от первого сгустка для  $\sigma_z = 0.4 \text{ cm}$ ,  $W_d = 100 \text{ MeV}$  (см. табл. 1). Пунктир — профиль заряда сгустка.



**Рис. 4.** Структура продольных ( $E_z$ , сплошная линия) и радиальных ( $Fr/q$ , штриховая линия) полей в зависимости от расстояния от первого сгустка для RBT-схемы,  $\sigma_z = 0.15 \text{ cm}$ ,  $W_d = 100 \text{ MeV}$  (см. табл. 2). Пунктир — профиль заряда сгустка.



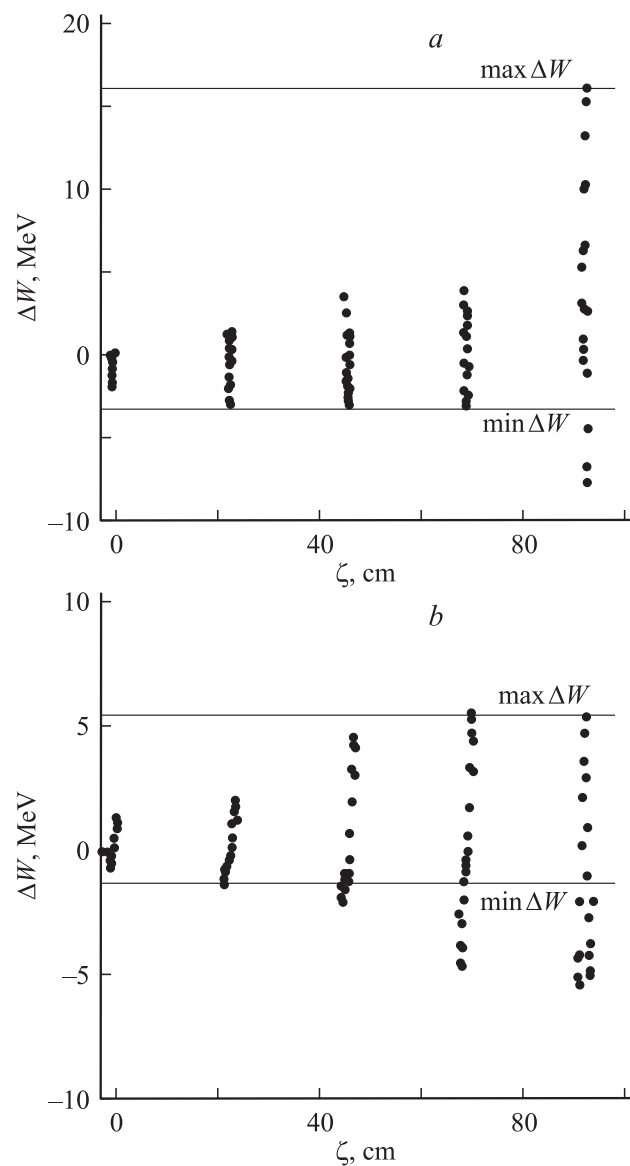
**Рис. 5.** Радиальное распределение заряда в сгустках на момент посадки одного из сгустков на стенку, RBT-схема,  $W_d = 100$  MeV: *a* —  $\sigma_z = 0.4$  cm, табл. 1; *b* —  $\sigma_z = 0.15$  cm, табл. 2.

проявляется в многомодовом режиме возбуждения волновода (для коротких сгустков). Причина увеличения дальности полета состоит в том, что радиальное поле меньше по абсолютной величине и сдвинуто по фазе относительно продольного примерно на четверть длины волны. В результате в RBT-схеме центры последующих сгустков оказываются в области минимума радиального поля, создаваемого предшествующими сгустками, тогда как в FBT-схеме сгустки оказываются позиционированными в области максимумов радиального поля.

Тем не менее при одинаковом суммарном заряде цепочки сгустков в FBT-схеме на коротких расстояниях и в отсутствие фокусировки ускоряемому сгустку передается большая энергия  $W_{acc}$ , чем в RBT-схеме (табл. 1, 2), что и ожидалось, поскольку амплитуда ускоряющего поля существенно больше в случае реализации FBT-схемы. Для проявления преимуществ RBT-схемы в передаче энергии от ускоряющих сгустков к ускоряемому требуется обеспечить достаточную длину пролета, на которой происходит взаимодействие пучка с ускоряющей структурой. Для большинства случаев это

требует введения внешней фокусировки электронного пучка (как правило, квадрупольной) [4]. Следует отметить, что для любого типа кильватерного ускорителя длина структуры должна быть близкой к максимально возможной длине взаимодействия пучка со структурой, что необходимо для эффективного отбора энергии от ведущего сгустка и передачи этой энергии ускоряемому пучку.

Рассмотрим вопрос о необходимости обеспечения эффективной длины пролета на конкретных примерах. В FBT-схеме ускорения повышение эффективности происходит при коэффициенте фокусировки  $1 < \alpha < \alpha_{FBT}$ . Дальнейшее увеличение параметра  $\alpha$  не приводит к росту эффективности передачи энергии к ускоряемому



**Рис. 6.** Распределение отданной и приобретенной сгустками энергии на момент посадки одного из сгустков на стенку: RBT-схема,  $W_d = 100$  MeV: *a* —  $\sigma_z = 0.4$  cm, табл. 1; *b* —  $\sigma_z = 0.15$  cm, табл. 2.



сгустку. RBT-схема ускорения показывает преимущество перед FBT начиная с некоторой критической величины  $\alpha_{cr}$ , при которой передача энергии ускоряемому сгустку для RBT-схемы совпадает с максимально возможной переданной энергией в FBT-схеме. Для одномодового режима возбуждения волновода (табл. 1)  $\alpha_{cr} = 6.38$  при  $W_d = 15 \text{ MeV}$  и  $\alpha_{cr} = 17.9$  — при  $W_d = 100 \text{ MeV}$ . Для многомодового режима возбуждения волновода (табл. 2)  $\alpha_{cr} = 2.72$  при  $W_d = 15 \text{ MeV}$  и  $\alpha_{cr} = 7.63$  — при  $W_d = 100 \text{ MeV}$ .

В ускорительной структуре на основе диэлектрика максимально возможный градиент, как правило, ограничен в том числе и электрической прочностью материала заполнения. В табл. 3 приведены результаты расчетов для коротких сгустков  $\sigma_z = 1.5 \text{ mm}$ , обеспечивающих максимальное ускоряющее поле в волноводе, не создающее электрического пробоя в диэлектрике (для расчетов принято  $E_z = 100 \text{ MV/m}$ ). Подобный градиент был недавно продемонстрирован в эксперименте на кильватерном ускорителе AWA [2]. Отметим, что суммарные заряды двух типов последовательностей FBT и RBT при этом существенно различаются, причем последовательность RBT несет больший заряд и обеспечивает высокий коэффициент трансформации энергии.

При равенстве максимальных полей в волноводе (табл. 3)  $\alpha_{cr} < 1$  при  $W_d = 15 \text{ MeV}$  и  $\alpha_{cr} = 2.4$  — при  $W_d = 100 \text{ MeV}$ . Дальнейшее увеличение  $\alpha$  приводит к повышению эффективности RBT-схемы.

Таким образом, в кильватерных схемах использование профилированной зарядовой последовательности (RBT-схема) позволяет обеспечить максимально эффективную передачу энергии от ускоряющей последовательности к структуре и соответственно к ускоряемому сгустку. Как и в любой кильватерной схеме с последовательностью генераторных сгустков, указанное решение требует максимально возможной длины пролета, на которой сгусток взаимодействует с ускорительной структурой. Это, в свою очередь, предъявляет существенные требования к фокусирующей системе ускоряющего пучка, что необходимо учитывать при разработке коллинеарных схем кильватерного ускорения.

## Заключение

В настоящей работе рассмотрены проблемы энергообмена в задачах генерации излучения Вавилова—Черенкова в структурах на основе диэлектрика последовательностью сильноточных сгустков для целей кильватерного ускорения. Возможность эффективной передачи энергии от ускоряющей (генераторной) последовательности к ускоряемому сгустку рассмотрена одновременно за анализом самосогласованной поперечной динамики сильноточных сгустков, формирующих как профилированную зарядовую последовательность (RBT), так и последовательность сгустков равного заряда (FBT).

Определены как дальности пролета пучка в отсутствие фокусировки, так и передаваемая ускоряемому электронному сгустку энергия для схем с профилированным и равномерным распределением заряда в последовательности генераторных сгустков. В качестве примера использованы параметры электронных сгустков сильноточного ускорителя на основе структуры с диэлектрическим заполнением AWA [2] на энергии 15 и 100 (планируемой для будущих экспериментов). Отмечено, что на коротких пролетных расстояниях последовательность сгустков равного заряда обеспечивает больший ускоряющий градиент и соответственно большую передачу энергии, чем профилированная последовательность такого же суммарного заряда. В то же время на достаточных дистанциях пролета, требуемых для эффективной работы кильватерного ускорителя, только профилированная RBT-последовательность ускоряющих сгустков позволяет обеспечивать максимально полную передачу энергии от генераторной последовательности к ускоряемому пучку. Условия на эффективную длину пролета сгустка в структуре предъявляют сформулированные в настоящей статье требования к фокусирующей системе генераторного пучка.

Работа поддержана грантом РФФИ № 06-02-16442.

## Список литературы

- [1] *Gai W., Schoessow P., Cole B. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1988. Vol. 61. N 24. P. 2756–2760.
- [2] *Conde M.* // Proc. Particle Accelerator Conf. PAC-2007. Albuquerque, NM, USA, 2007. P. 1899–1903.
- [3] *Jing C., Kanareykin A., Power J., Conde M., Yusof Z., Schoessow P., and Gai W.* // Phys. Rev. Lett. 2007. Vol. 98. P. 144 801.
- [4] *Gai W., Kanareykin A., Kustov A.L., Simpson J.* // Phys. Rev. E. 1997. Vol. 55. N 3. P. 3481–3488.
- [5] *Power J., Schoessow P.* // Phys. Rev. E. 1999. Vol. 60. N 1. P. 60–61.
- [6] *Power J., Conde M., Gai W., Kanareykin A., Konecny R., Schoessow P.* // Phys. Rev. ST AB. 2000. Vol. 3. N 10. P. 101 302.
- [7] *Power J.D., Gai W., Kanareykin A.* // Advanced Accelerator Concept. 2000. AIP Conf. Proc. 569. NY, 2001. P. 605–615.
- [8] *Шейнман И.Л., Канарейкин А.Д.* // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. Вып. 8. С. 24–31.
- [9] *Bane K.L., Chen P., Wilson P.B.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1985. Vol. 32. N 11. P. 3524–3534.
- [10] *Laziev E.M., Tsakanov V.M., Vahanian S.S.* Electromagnetic Wave Generation with High Transformation Ratio by Intense Charged Particle Bunches. Preprint YerPhI-1040(3)-88, Yerevan, 1988.
- [11] *Ваганян С., Лазиев Э.М., Цаканов В.М.* // Вопросы атомной науки техники. Сер. Ядерно-физические исследования. 1990. Вып. 7 (15).
- [12] *King-Yuen Ng.* // Proc. XV Int. Conf. on High Energy Accelerators (FERMILAB-Conf-92/212). Hamburg, Germany, 1992. P. 1–3.