

01;09

## Синхронизация кильватерных мод в диэлектрическом резонаторе

© И.Н. Онищенко, Г.В. Сотников

Национальный научный центр „Харьковский физико-технический институт“,  
61108 Харьков, Украина  
e-mail: sotnikov@kipt.kharkov.ua

(Поступило в Редакцию 27 августа 2007 г.)

Проведено аналитическое и численное исследование многомодового режима возбуждения кильватерного поля в плоском диэлектрическом резонаторе регулярной последовательностью сгустков релятивистских электронов. Показано, что в процессе возбуждения кильватерного поля, состоящего из большого количества радиальных мод, суммируются поля регулярной последовательности сгустков. Кроме того, при определенных условиях регулярная последовательность сгустков обеспечивает синхронизацию мод диэлектрического резонатора. Определены условия такой синхронизации. Исследовано ускорение „тестового“ сгустка в возбуждаемом кильватерном поле цепочки сгустков.

PACS: 41.60.-m, 41.75.Lx, 41.75.Ht, 96.50.Pw

### Введение

Ускорение с помощью кильватерных полей, возбуждаемых в диэлектрических структурах, является одной из разновидностей двухпучковых методов ускорения, в которых короткие релятивистские ведущие сгустки с большим зарядом создают ускоряющее поле с высоким градиентом для последующих „тестовых сгустков“. Например, для экспериментов в Brookhaven National Laboratory [1] для возбуждения ускоряющего поля используется последовательность сверхкоротких (длительностью 3.5 fs) электронных сгустков с энергией 500 MeV, а в экспериментах в Argonne National Laboratory [2] последовательность коротких (длительностью 6.7 ps) электронных сгустков с энергией 15 MeV.

Привлекательность ускорителя, использующего кильватерные поля в диэлектрических структурах, заключается в следующих его достоинствах: простота создания его макетов (отрезок волновода) с целью дальнейшей проверки основных принципов; устойчивость и легкая управляемость параметров замедляющей среды; возбуждение всех поперечных мод (что приводит при их когерентном суммировании к увеличению амплитуды ускоряющего поля); возможность секционирования с целью достижения больших энергий ускоренных частиц. Такой ускоритель получил название „диэлектрический кильватерный ускоритель“ (ДКУ) [1].

ДКУ может работать в одномодовом [2] или многомодовом [3] режимах. Такая классификация связана с количеством гармоник, участвующих в формировании полного электромагнитного поля. Электронный сгусток, проходя через диэлектрическую структуру, возбуждает множество гармоник, соответствующих поперечным модам собственных колебаний структуры. Поэтому при использовании последовательности сгустков в первом случае для обеспечения эффективности ускорителя необходимо подавлять „паразитные“ (не соответствующие

рабочей моде) колебания, а во втором — необходимо подобрать параметры замедляющей структуры так, чтобы обеспечить когерентное сложение возбуждаемых поперечных гармоник поля.

Напряженность кильватерных полей в многомодовом режиме работы ДКУ существенно выше, чем в одномодовом. Однако при использовании в качестве диэлектрической структуры цилиндрического волновода с частичным диэлектрическим заполнением реализация многомодового режима сталкивается с трудностями выполнения условия эквидистантности возбуждаемых частот.

В настоящей работе исследуется многомодовое возбуждение кильватерных полей последовательностью электронных сгустков в плоском диэлектрическом резонаторе. Потребность в резонаторной концепции ДКУ возникает в связи с необходимостью устранения нежелательного эффекта выноса кильватерного поля с групповой скоростью возбуждаемых волн из волноводной диэлектрической структуры [4]. Первые результаты теоретических исследований [5] и численного моделирования с помощью численного PIC-кода KARAT [6], выполненные для цилиндрической геометрии диэлектрического резонатора, показали, что сильное ограничение на максимальное количества сгустков, которые дают вклад в рост амплитуды поля, в резонаторной концепции ДКУ может быть снято. В оптимальном режиме возбуждения диэлектрического резонатора последовательностью сгустков схоже с возбуждением резонатора лазером, оборудованного оптическим ключом, в режиме синхронизации мод. В момент, когда отраженный от выходного конца резонатора короткий лазерный импульс приходит на вход, оптический ключ запускает в резонатор очередной импульс. Но, как указано выше, в цилиндрической геометрии сложно осуществить многомодовый режим работы ДКУ.

Ниже, в плоской геометрии, рассмотрим возможность совмещения достоинства резонатора с уже имеющимися

достоинствами ДКУ, а именно многомодовость и использование большого количества сгустков.<sup>1</sup>

## Условия многомодового возбуждения кильватерного поля регулярной последовательностью сгустков

Рассмотрим прямоугольный металлический резонатор с поперечным размером  $a$  в направлении  $x$  ( $-a/2 \leq x \leq a/2$ ), намного превосходящим поперечный размер в направлении  $y$ , и длиной  $L$ . В таком случае геометрию задачи можно считать плоской, а все поля — зависящими от двух пространственных координат. Резонатор заполнен однородным диэлектриком с проницаемостью  $\varepsilon$ . По оси волновода имеется пролетный канал, поперечный размер которого мал по сравнению с поперечным размером резонатора  $a$ , что позволяет пренебречь изменением его собственных частот по сравнению с частотами при полном заполнении диэлектриком. Будем предполагать, что в резонатор со стороны торца  $z = 0$  влетают и затем движутся с постоянной скоростью  $v_0$  вдоль оси  $z$  моноэнергетические электронные сгустки. Получим предварительно поле, возбуждаемое одиночным точечным (в плоскости  $(x, z)$ ) электронным сгустком. Распределение плотности тока такого сгустка в плоском резонаторе имеет вид:

$$j_z = Q_b \delta(x - x_0) \delta(t - t_0 - z/v_0) \times [\theta(t - t_0) - \theta(t - t_0 - L/v_0)], \quad (1)$$

где  $Q_b$  — заряд сгустка на единицу длины в направлении  $y$ ,  $t_0$  — время влета сгустка в резонатор,  $x_0$  — поперечная координата сгустка,  $\delta(x)$  — дельта-функция Дирака,  $\theta(t)$  — функция Хевисайда.

Решив волновое уравнение с учетом обращения в нуль тангенциальных компонент электрического поля на металлических стенках резонатора, получим выражение для продольного электрического поля, возбуждаемого одиночным сгустком:

$$E_z^{(s)}(x, z, t, x_0, t_0) = E_0(1 - 1/\beta_0^2 \varepsilon) \frac{v_0}{L} \times \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} s_l \frac{\cos(\omega_l z / v_0)}{\omega_{ml}^2 - \omega_l^2} \left\{ \left[ \frac{\Omega_m^2}{\omega_{ml}} \sin \omega_{ml}(t - t_0) - \omega_l \sin \omega_l(t - t_0) \right] \theta(t - t_0) - (-1)^l \left[ \frac{\Omega_m^2}{\omega_{ml}} \sin \omega_{ml}(t - t_0 - L/v_0) - \omega_0 \sin \omega_l(t - t_0 - L/v_0) \right] \theta(t - t_0 - L/v_0) \right\} G_m(x, x_0), \quad (2)$$

где  $E_0 = -8\pi Q_b / a \varepsilon$ ;  $\beta_0 = v_0 / c$ ;  $\omega_{ml}^2 = (\kappa_m^2 + k_l^2) c^2 / \varepsilon$  — собственные частоты резонатора,  $\kappa_m = \pi m / a$ ,  $k_l = \pi l / L$ ;  $\omega_l = k_l v_0$  — собственные частоты колебаний пучка;  $\Omega_m = \kappa_m v_0 / \sqrt{\beta_0^2 \varepsilon - 1}$ ; функция  $s_l$  равна 1, если  $l = 0$ , и равна 2, если  $l \neq 0$ ;

$$G_m(x, x_0) = \sin[\kappa_m(x + a/2)] \sin[\kappa_m(x_0 + a/2)].$$

Как видно из (2), полное поле состоит из поля пространственного заряда (соответствующее частотам  $\omega_l$  и поля, возбуждаемого сгустком в резонаторе на частотах  $\omega_{ml}$ ). После выхода сгустка из резонатора ( $t > t_0 + L/v_0$ ) поле пространственного заряда исчезает, и выражение для продольного электрического поля приобретает вид

$$E_z^{(s)}(x, z, t, x_0, t_0) = E_0(1 - 1/\beta_0^2 \varepsilon) \frac{v_0}{L} \times \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} s_l \frac{\cos(\omega_l z / v_0) \Omega_m^2}{(\omega_{ml}^2 - \omega_l^2) \omega_{ml}} [\sin \omega_{ml}(t - t_0) - (-1)^l \sin \omega_{ml}(t - t_0 - L/v_0)] G_m(x, x_0). \quad (3)$$

Заметим, что при выполнении условия

$$\omega_{ml} = \omega_l \quad (4)$$

соответствующие слагаемые в суммах (4) становятся преобладающими. Указанное условие есть не что иное, как условие черенковского излучения в замедляющей среде. Тогда эти резонансные слагаемые можно трактовать как черенковское поле, запасенное в диэлектрическом резонаторе, а оставшуюся часть поля — как поле переходного излучения на обеих границах. Отметим, что излучение заряженной частицы в вакуумном прямоугольном резонаторе впервые было рассмотрено в [8], а в цилиндрическом вакуумном резонаторе — рассматривалось в [9–11]. В этих случаях условие черенковского излучения не выполняется. Для наших исследований представляет интерес именно резонансный случай.

Из-за дискретности по продольным волновым числам спектра колебаний резонансное условие при произвольных размерах резонатора, диэлектрической проницаемости и энергии пучка может выполняться только приближенно и только для конечного числа гармоник. Учитывая, что планируется реализовать многомодовый режим работы ДКУ, имеет смысл из резонансного условия находить соотношение между размерами. Пусть резонансное условие выполнено для гармоники  $m = 1$ ,  $l = N$ , тогда из (4) получим

$$L = Na \sqrt{\beta_0^2 \varepsilon - 1} \equiv N \lambda_0 / 2, \quad (5)$$

т.е. длина резонатора должна быть кратна полуцелому числу длин волн основной резонансной гармоники. Условие эквидистантности выполняется автоматически для гармоник с продольными и поперечными индексами, удовлетворяющими условию  $l = mN$ . Таким образом

<sup>1</sup> Частично результаты работы докладывались на 6-м Международном совещании SMP'2005 [7].

обеспечивается многомодовый режим возбуждения диэлектрического резонатора.

Для обеспечения когерентного сложения полей цепочки сгустков в резонаторе необходимо, чтобы резонансная частота  $\omega_{1N}$  была кратной частоте следования сгустков. В случае, когда сгустки инжектируются на каждом периоде основной гармоники волны с частотой  $f = \omega_{1N}/2\pi$ , это требование задает поперечный размер диэлектрического резонатора

$$a = v_0 / 2f \sqrt{\beta_0^2 \varepsilon - 1}. \quad (6)$$

Условия (5) и (6) являются основой резонаторной концепции ускорителя на кильватерных полях в диэлектрике. В таком резонаторе обеспечиваются многомодовый режим возбуждения полей и когерентное сложение полей от сгустков регулярной последовательности.

### Анализ синхронизации кильватерных мод в плоском диэлектрическом резонаторе

Кильватерное поле последовательности сгустков конечных размеров получается интегрированием выражений для компонент электромагнитного поля точечных сгустков по временам влета  $t_0$  и поперечному положению  $x_0$  микросгустков. Таким образом, продольная компонента электрического поля может быть записана в виде

$$E_z(x, z, t) = \int dt_0 \Pi_{\parallel}(t_0) \int dx_0 \Pi_{\perp}(x_0) E_z^{(s)}(x, z, t, x_0, t_0), \quad (7)$$

где функции  $\Pi_{\parallel}(t_0)$  и  $\Pi_{\perp}(x_0)$  описывают продольный и поперечный профиль последовательности сгустков. Для регулярной последовательности идентичных сгустков прямоугольной формы они имеют вид

$$\Pi_{\parallel}(t_0) = \frac{v_0}{L_b} \begin{cases} 1, & 0 \leq t_0 - (i-1)T \leq L_b/v_0, \\ 0, & \text{иначе,} \end{cases}$$

$$\Pi_{\perp}(x_0) = \frac{1}{a_b} \begin{cases} 1, & |x_0| \leq a_b/2, \\ 0, & \text{иначе,} \end{cases} \quad (8)$$

где  $L_b$  — продольный размер,  $a_b$  — поперечный размер сгустков,  $i = 0, 1, \dots, N_b$  — номер сгустка,  $N_b$  — число сгустков в последовательности,  $T$  — период следования сгустков. Используя (2), (7), (8) для продольного электрического поля последовательности сгустков конечных размеров, получим выражение:

$$E_z(x, z, t) = E_b (1 - 1/\beta_0^2 \varepsilon) \frac{v_0^2}{LL_b} \times \sum_{i=1}^{N_b} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} s_l \frac{\cos(\omega_l z / v_0)}{\omega_{ml}^2 - \omega_l^2} G_{\perp}^m(x, a_b, a) \times [\Psi_{\parallel}^{ml}(\tau_i) - \Psi_{\parallel}^{ml}(\tau_i - L_b/v_0) - (-1)^l \Psi_{\parallel}^{ml}(\tau_i - L/v_0) + (-1)^l \Psi_{\parallel}^{ml}(\tau_i - L/v_0 - L_b/v_0)]. \quad (9)$$

В выражении (9) введены обозначения

$$\Psi_{\parallel}^{ml}(\tau) = \theta(\tau) \left[ \frac{\Omega_m^2}{\omega_{ml}^2} (1 - \cos \omega_{ml} \tau) - 1 + \cos \omega_l \tau \right],$$

$$\tau_i = \tau - (i-1)T,$$

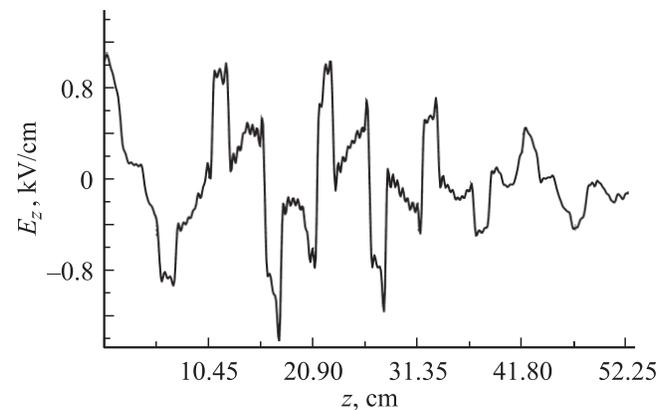
$$G_{\perp}^m(x, a_b, a) = \frac{1}{m} \sin^2\left(\frac{\pi m}{2}\right) \sin\left(\frac{\pi m a_b}{2a}\right) \cos\left(\frac{\pi m x}{a}\right),$$

$$E_b = -\frac{16Q_b}{a_b \varepsilon}.$$

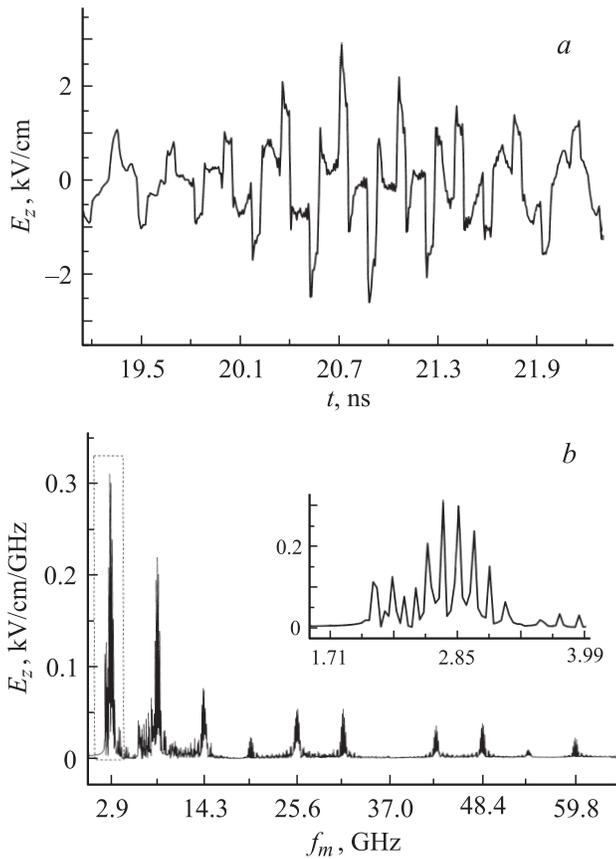
Для численных примеров возбуждения кильватерного поля возьмем последовательность сгустков с энергией электронов 4 MeV и частотой следования  $f = 2.85$  GHz. В качестве диэлектрика выберем фторопласт-4 с  $\varepsilon = 2.1$ . Из (6) следует, что для когерентного сложения полей сгустков поперечный размер резонатора должен быть  $a = 5.045$  см. Пусть  $N = 10$  (десятая продольная гармоника выбрана в качестве резонансной), тогда из (5) следует, что длина резонатора  $L = 52.26$  см. Остальные параметры сгустков:  $Q_b = 0.32$  nC/cm,  $L_b = 1.7$  см,  $a_b = 0.1a$ .

Продемонстрируем синхронизацию мод при возбуждении диэлектрического резонатора последовательностью электронных сгустков. Для этого сравним динамику продольного электрического поля в резонаторе при возбуждении его одиночным сгустком и последовательностью из 101 сгустка.

На рис. 1 приведено продольное, вдоль оси резонатора  $x = 0$ , распределение кильватерного поля после инжекции одиночного сгустка. Как видно из рисунка, оно имеет сложный, многоволновой характер. Огибающая поля неоднородна вдоль резонатора. Его структура изменяется со временем, максимум периодически смещается от одной стены резонатора к другой. Немонохроматичность поля связана с возбуждением одиночным сгустком множества нерезонансных продольных гармоник. Нерезонансные гармоники можно трактовать как переходное излучение, имеющие широкий спектр.



**Рис. 1.** Аксиальное распределение продольного электрического поля в плоском диэлектрическом резонаторе после инжекции одиночного сгустка:  $t = 15.154$  ns. Сгусток покинул резонатор в момент  $t \approx 1.75$  ns.

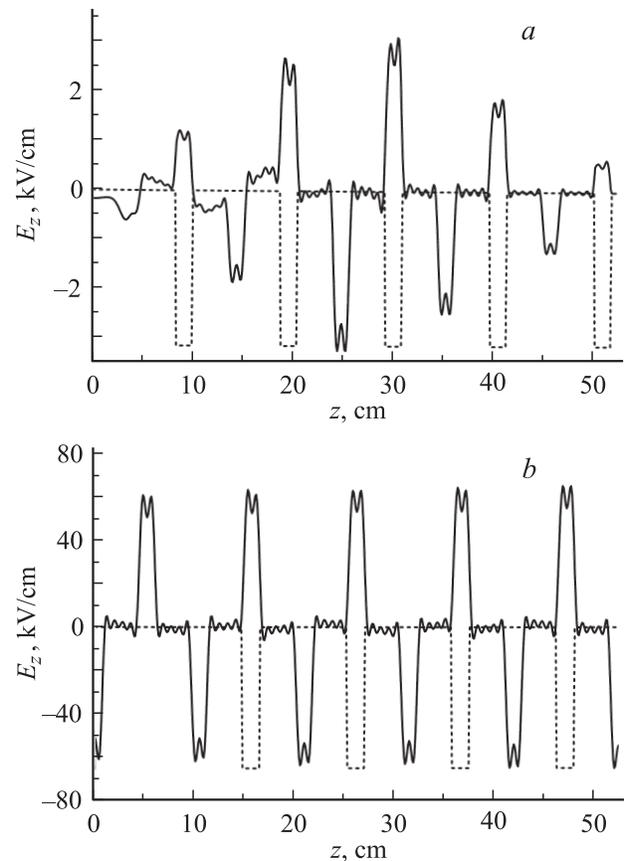


**Рис. 2.** *a* — временная динамика продольного электрического поля, возбуждаемого одиночным сгустком, на входе диэлектрического резонатора ( $z = 0, x = 0$ ); *b* — его спектральная плотность. Спектр вычислен от реализации на интервале 15–50 ns.

На рис. 2, *a* представлена временная зависимость кильватерного поля на входе ( $z = 0$ ) диэлектрического резонатора на его оси ( $x = 0$ ) после инъекции одиночного сгустка. Сгусток покинул резонатор при  $t \approx 1.75$  ns. Временная динамика поля на входе в резонатор (так же, как в любой пространственной точке внутри резонатора) имеет такой же сложный характер, как и его пространственная структура, хотя пики поля и следуют с периодом, приблизительно равным периоду основной резонансной моды. Сказанное подтверждается спектральной плотностью продольного электрического поля, приведенной на рис. 2, *b*. Спектр излучения одиночного сгустка состоит из набора пакетов волн. Эти пакеты расположены на расстоянии, равном удвоенной резонансной частоте. Центр каждого пакета приближенно соответствует частоте  $\Omega_m$  ( $m = 1, 3, \dots$ ) нечетной поперечной резонансной гармоники кильватерного поля. Четные поперечные гармоники, как следует из (9), симметричные в поперечном направлении сгустки не возбуждают. Для рассматриваемого примера резонансная частота равна 2.85 GHz и пики спектральной плотности расположены на расстоянии 5.7 GHz. Каждый из пакетов состоит из резонансной продольной гармоники

$l = Nm$  и нерезонансных гармоник  $l \neq Nm$ . Как видно из вставки на рис. 2, *b*, амплитуды ближайших четырех нерезонансных гармоник сравнимы с амплитудой резонансной гармоники, а первая слева от резонансной даже превосходит ее. Указанная спектральная плотность отражает сложную временную динамику кильватерного поля, которая усложнит процесс ускорения „тестовых“ сгустков в возбуждаемом поле.

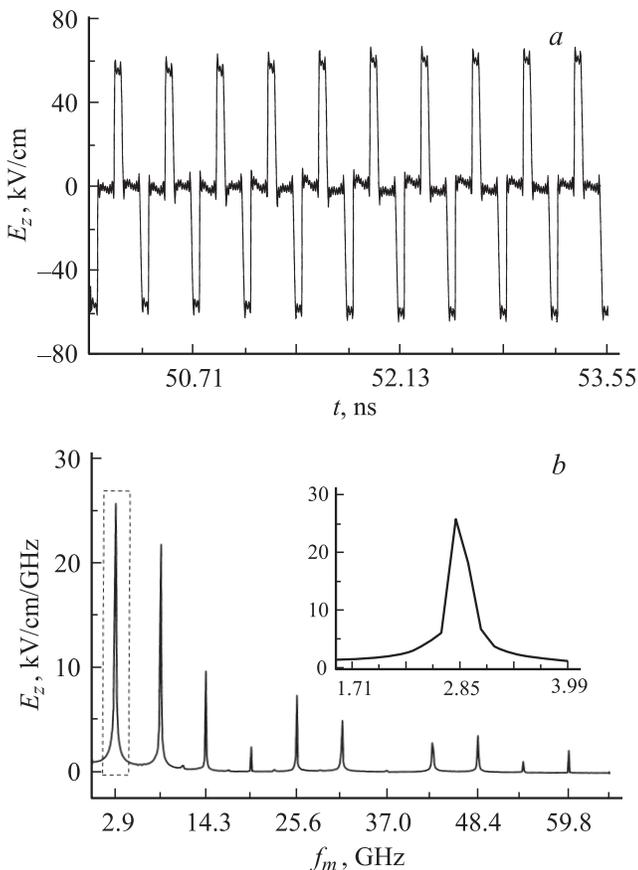
Возбуждение кильватерного поля регулярной последовательностью сгустков представлено на рис. 3, 4. В начальный период инъекции (рис. 3, *a*) амплитуда поля растет от головы последовательности до положения группового фронта волны, возбуждаемой первым сгустком, а затем уменьшается ко входному концу резонатора. Кильватерное поле в резонаторе до вылета из него первого сгустка качественно и количественно совпадает с полем в полубесконечном волноводе. Форма импульсов кильватерного поля и их длительность приблизительно повторяют форму и длительность сгустков. На больших временах, после того как все сгустки вошли в резонатор (см. рис. 3, *b*, соответствующий времени после инъекции последнего сгустка последовательности в резонатор), в нем устанавливается практически однородное распределение амплитуды поля.



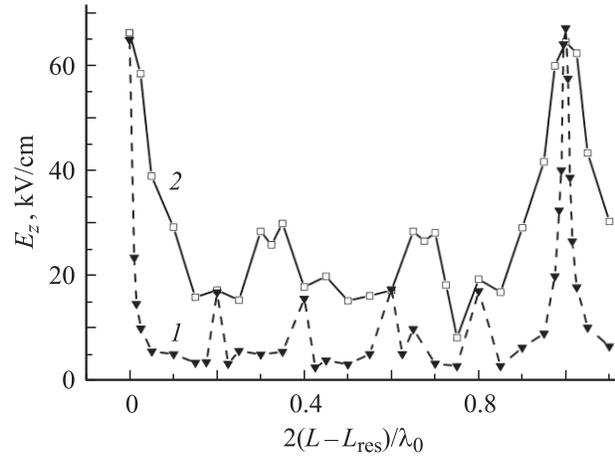
**Рис. 3.** Продольное распределение электрического поля  $E_z$  ( $z, x = 0$ ) в моменты времени после инъекции в диэлектрический резонатор: *a* — 5-го сгустка, *b* — последнего сгустка последовательности из 101 сгустка. Пунктиром показаны форма и положение сгустков.

В отличие от рассматриваемого случая резонатора, в полуграниченном волноводе устанавливается нарастающее от входа к его концу распределение амплитуды поля [4]. При этом количестве сгустков, вносящих вклад в создание максимальной амплитуды, существенно ниже, чем в резонаторе. Для диэлектрического волновода с теми же длиной, поперечным размером и диэлектрической проницаемостью, что и у рассматриваемого резонатора, это оценочное количество, согласно [4], равно 6. Из сравнения рис. 3, *a* и 3, *b* следует, что все сгустки последовательности в равной степени участвуют в формировании амплитуды продольного электрического поля, т. е. в резонаторе возможно возбудить кильватерное поле с амплитудой, значительно превосходящей амплитуду поля в резонаторе. При этом регулярность колебаний сохраняется.

На рис. 4, *a* иллюстрируется временная динамика кильватерного поля в диэлектрическом резонаторе после инъекции 101 сгустка регулярной последовательности, последний сгусток покинул резонатор в момент времени  $t \approx 37$  ns. Кильватерное поле на входе в резонатор является регулярным и имеет форму прямоугольных импульсов с периодом, равным периоду следования



**Рис. 4.** *a* — динамика продольного электрического поля, возбуждаемого последовательностью из 101 сгустка, на входе в диэлектрический резонатор; *b* — его спектральная плотность. Последний сгусток последовательности покинул резонатор при  $t \approx 37$  ns. Спектр вычислен от реализации на интервале 50–85 ns.

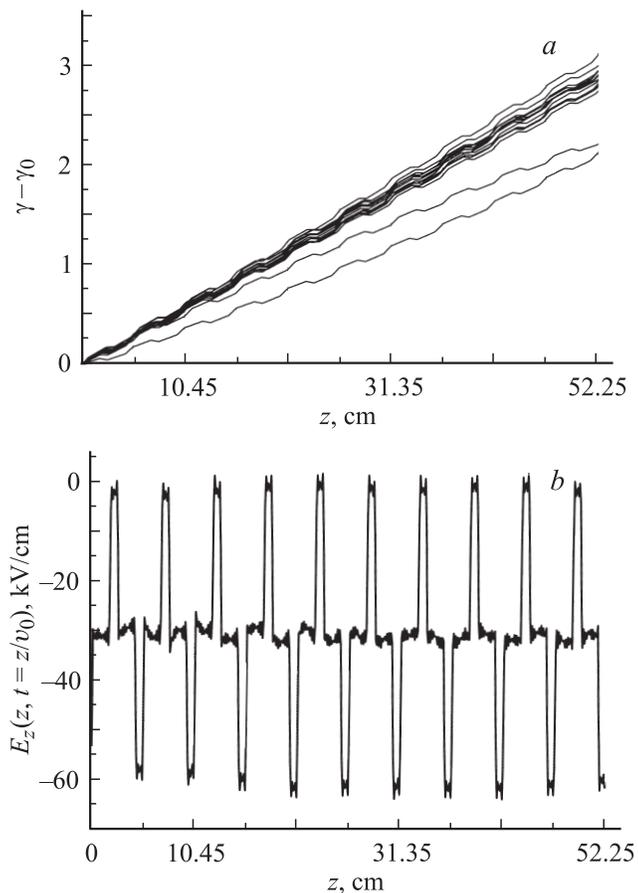


**Рис. 5.** Зависимость амплитуды кильватерного поля от относительного изменения длины резонатора. 1 — длина резонатора, равная половине длины волны основной резонансной моды ( $N = 2L_{\text{res}}/\lambda_0 = 1$ ). 2 — длина резонатора, равная десяти половинам длины волны основной резонансной моды ( $N = 2L_{\text{res}}/\lambda_0 = 10$ ).

сгустков. Амплитуда импульсов слабо изменяется со временем. На рис. 4, *b* приведен спектр установившегося продольного электрического поля. Видно, что в формировании кильватерного поля участвуют только нечетные резонансные частоты. Нерезонансные гармоники практически не дают вклада в амплитуду кильватерного поля (см. вставку на рис. 4, *b*). Следует сравнить данную спектральную плотность со спектральной плотностью кильватерного поля, возбуждаемого одиночным сгустком (рис. 2, *b*). Последовательность сгустков регулирует кильватерное поле, она подавляет нерезонансные продольные гармоники и усиливает резонансные гармоники поля. Другими словами, регулярная последовательность сгустков выполняет синхронизацию мод диэлектрического резонатора.

Для осуществления синхронизации мод необходимо выбирать размеры диэлектрического резонатора согласно условиям (5), (6). Можно показать, что при точном выполнении этих условий амплитуда кильватерного поля не зависит от номера  $N$  продольного волнового числа резонансной гармоники,<sup>2</sup> т. е. амплитуда не зависит от того, как много половин длин волн укладывается на длине резонатора. При отклонении длины резонатора от оптимальной (удовлетворяющей условию (5)) амплитуда кильватерного поля падает. Представляет интерес исследовать чувствительность амплитуды возбуждаемого поля к изменению длины резонатора. На рис. 5 представлена зависимость амплитуды кильватерного поля от относительного изменения длины резонатора. Приведены два случая: короткий резонатор, длина которого равна половине длины волны основной резонансной моды

<sup>2</sup> Сказанное относится к линейному режиму возбуждения, справедливому для модели „жестких“ электронных сгустков. На нелинейной стадии амплитуда насыщения, по всей видимости, будет иметь зависимость, аналогичную рассмотренной в работе [12].



**Рис. 6.** *a* — прирост энергии ускоряемых электронов вдоль резонатора; *b* — напряженность продольного электрического поля на траектории максимально ускоренной частицы. Параметры резонатора и сгустков те же, что и на рис. 4.

( $N = 1$ ) и длинный резонатор, длина которого равна десяти половинам длины волны основной резонансной моды ( $N = 10$ ). Резонансная частота при этом одинакова и равна 2.85 GHz. Видно, что в более длинном резонаторе амплитуда кильватерного поля менее чувствительна к изменению его оптимальной длины.

Исследуем ускорение электронов в возбуждаемом кильватерном поле регулярной последовательности сгустков. Параметры ведущей последовательности сгустков такие же, как для рис. 4. Ускоряемый „тестовый“ сгусток — осевой, с длительностью и энергией, равной энергии ведущих сгустков, — инжектируется в резонатор через половину периода основной резонансной волны сразу после последнего сгустка последовательности. На рис. 6, *a* показан прирост энергии ускоряемых электронов вдоль резонатора. Прирост энергии максимально ускоренных электронов равен 1.6 MeV, что приблизительно равно половине прироста энергии частицы в постоянном поле, равном половине амплитуды кильватерного поля, возбуждаемого в резонаторе (см. рис. 4). На рис. 6, *b* приведена величина продольного электрического поля, действующего на максимально ускоренную частицу при ускорении ее вдоль резонатора. Из сравнения рис. 6, *a*

и 6, *b* следует, что темп ускорения равен среднему значению кильватерного поля на траектории частицы. Пики кильватерного поля имеют форму сгустков и следуют с периодом, вдвое большим, чем период кильватерного поля. Такая периодичность распределения поля на траектории частицы является типичной для резонаторной системы.

## Заключение

Исследования, выполненные в работе, показали перспективность использования плоского диэлектрического резонатора для получения высоких темпов ускорения в кильватерном методе ускорения. В резонаторе устраняется нежелательный эффект „выноса“ поля с групповой скоростью возбуждаемых волн, существующий в волноводах. При надлежащем выборе параметров диэлектрического резонатора, найденном в работе, возбуждаемая в замедляющей системе амплитуда поля растет пропорционально количеству сгустков регулярной последовательности, таким образом сохраняя возможность использования для получения больших амплитуд кильватерного поля вместо одного сильноточного сгустка цепочки относительно слабых сгустков. Увеличение амплитуды кильватерного поля может быть также достигнуто при многомодовом режиме возбуждения диэлектрического резонатора. При оптимальных условиях, полученных в работе, происходит синхронизация поперечных мод резонатора, т.е. резонансное черенковское излучение усиливается, а нерезонансное (переходное излучение) — подавляется. Таким образом, переходное излучение сгустков может оказаться малосущественным в структуре ускоряющего поля.

Авторы благодарны J.L. Hirshfield (Yale University, Omega-P, Inc., New Haven) и T.C. Marshall (Columbia University, New York) за обсуждение постановки проблемы, творческое сопровождение во время выполнения исследований и обсуждение их результатов.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта CRDF № UP2-2569-KH-04.

## Список литературы

- [1] Marshall T.C., Wang C., Hirshfield J.L. // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2001. Vol. 4. N 12. P. 121 301-1–121 301-7.
- [2] Power J.C., Conde M.E., Gai W., Conecny R., Schoessow P., Kanareykin A.D. // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2000. Vol. 3. N 10. P. 101 302-1–101302-7.
- [3] Zhang T.-B., Hirshfield J.L., Marshall T.C., Hafizi B. // Phys. Rev. E. 1997. Vol. 56. N 4. P. 4647–4655.
- [4] Балакирев В.А., Онищенко И.Н., Сидоренко Д.Ю., Сотников Г.В. // ЖЭТФ. 2001. Т. 120. № 1 (7). С. 41–51.
- [5] Балакирев В.А., Онищенко И.Н., Сидоренко Д.Ю., Сотников Г.В. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. Вып. 14. С. 39–45.
- [6] Marshall T.C., Fang J.M., Hirshfield J.L., Park S.Y. // Advanced Accelerator Concepts: Ninth Workshop. AIP Conf. Proc. N.Y.: AIP, 2001. Vol. 569. P. 316–325.

- [7] *Marshall T.C., Onishchenko I.N., Onishchenko N.I., Sotnikov G.V.* // Proc. VI Int. Workshop „Strong microwaves in plasmas“. Nizhny Novgorod: Inst. of Applied Physics Rus. Ac. of Sci. 2006. Vol. 1. P. 277–282.
- [8] *Синельников К.Д., Ахиезер А.И., Файнберг Я.Б.* // Сб. науч. тр. Арт. академии. Харьков: Арт. академия, 1953. С. 1–8.
- [9] *Колпаков О.А., Котов В.И.* // ЖТФ. 1964. Т. 34. Вып. 8. С. 1387–1391.
- [10] *Казанский Л.Н., Кислицев А.В., Лебедев А.Н.* // Атомная энергия. 1971. Т. 30. № 1. С. 27–31.
- [11] *Буц В.О., Ковальчук И.К.* // УФЖ. 1999. Т. 44. № 11. С. 1356–1363.
- [12] *Курилко В.И.* // ЖЭТФ. 1969. Т. 57. № 3(9). С. 885–893.