

01;07;09;10

Высокоградиентный ускоритель на основе сверхсветового источника

© Ю.Н. Лазарев, П.В. Петров

Российский федеральный ядерный центр,
Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики,
456770 Снежинск, Челябинская область, Россия

(Поступило в Редакцию 23 марта 1999 г.)

Для ускорения заряженных частиц предлагается использовать широкополосный генератор ЭМИ СВЧ диапазона на основе сверхсветового источника. Теоретические оценки показывают, что при параболической форме излучающей поверхности с фокальным параметром ~ 1 м амплитуда электрического поля в фокусе такого генератора может достигать значений $\sim 10^{11}$ В/м и более. Численные расчеты подтверждают этот результат. Предложена принципиальная схема ускорителя на основе сверхсветового источника широкополосного ЭМИ.

Введение

Широкополосные генераторы ЭМИ СВЧ диапазона на основе эмиссионного сверхсветового источника обладают рядом очень привлекательных для приложений свойств [1].¹ В частности, направленность излучения в таких генераторах обеспечивается формой излучающей поверхности, причем направление, в котором испускается излучение, совпадает с направлением зеркального отражения излучения, вызывающего эмиссию. Это значит, что фокусировка излучения сверхсветового источника не является проблемой. В связи с этим возникает вопрос, нельзя ли, сфокусировав излучение, получить настолько большие значения электрического поля, чтобы они представляли интерес для ускорения заряженных частиц.

Пусть плоский поток лазерного излучения распространяется вдоль оси параболической оболочки, состоящей из излучающих элементов, подобных предложенному в [1],¹ и облучает внутреннюю поверхность оболочки (рис. 1).

Генерируемое таким сверхсветовым источником электромагнитное излучение должно сфокусироваться в фокусе параболоида и амплитуда поля должна многократно возрасти. Поскольку потоки энергии электромагнитного поля вблизи поверхности параболоида и вблизи фокуса должны совпадать

$$E_0^2 r_0^2 \sim E^2 \lambda^2, \quad (1)$$

то имеет место следующая оценка амплитуды поля в фокусе:

$$E \sim E_0 \frac{r_0}{\lambda}. \quad (2)$$

Здесь E — электрическое поле в фокусе параболоида, E_0 — электрическое поле вблизи поверхности параболоида, r_0 — радиус параболоида в фокальной плоскости, $2\pi\lambda$ — характерная длина волны электромагнитного поля. Амплитуду поля вблизи поверхности параболоида

легко получить воспользовавшись результатами [1]

$$E_0 \sim \frac{\varepsilon_f}{e\lambda}, \quad (3)$$

ε_f — энергия электронов, вылетающих из анода СВЧ источника на поверхности параболоида.

Таким образом,

$$E \sim \frac{\varepsilon_f r_0}{e\lambda \lambda}. \quad (4)$$

Если предположить, что заряженная частица с зарядом e и массой M ускоряется в таком поле, то в конце процесса ускорения она будет иметь импульс p :

$$p \sim eE \frac{\lambda}{c} \sim \frac{\varepsilon_f r_0}{c \lambda} \quad (5)$$

и энергию ε_a :

$$\varepsilon_a \sim \begin{cases} \varepsilon_f \frac{r_0}{\lambda}, & \frac{p}{Mc} > 1, \\ \frac{\varepsilon_f^2}{Mc^2} \left(\frac{r_0}{\lambda}\right)^2, & \frac{p}{Mc} < 1. \end{cases} \quad (6)$$

Значения $\varepsilon_f \sim 10^2 - 10^3$ keV, $\lambda \sim 0.1 - 1$ см, $r_0/\lambda \sim 10^2 - 10^3$ представляются реально достижимыми. Поэтому можно надеяться, что энергия ускоренной частицы может быть порядка 1 GeV при сравнительно небольших размерах ускорителя — около нескольких метров. Так как длина ускорения составляет расстояние порядка λ , то ускоряющий градиент может быть ~ 10 GeV/m⁻¹ и даже больше. Строгое рассмотрение на основе аналитического и численного подходов подтверждает полученный выше результат.

Аналитические результаты

а) Ускорение электрона. Аналитическое выражение для электрического поля вблизи фокуса параболоида, создаваемое сверхсветовым импульсом тока, возбуждаемым на внутренней поверхности параболоида

$$z_p(\rho) = \frac{\rho^2}{2r_0} - \frac{r_0}{2},$$

¹ Лазарев Ю.Н., Петров П.В. // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т. 60. Вып. 9. С. 625.

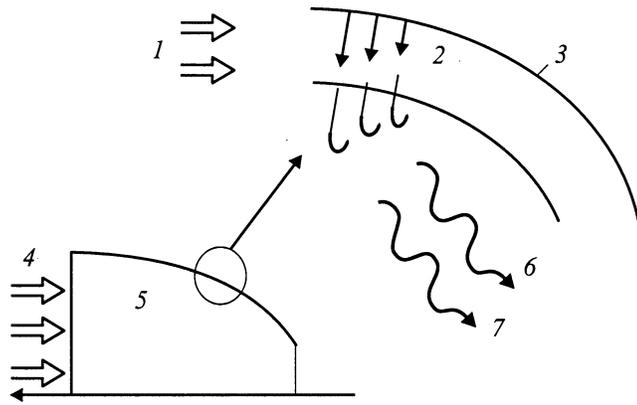


Рис. 1. Принципиальная схема параболического сверхсветового источника: 1 — фотоны, 2 — эмиттированные электроны, 3 — фотоэмиттер, 4 — фронт лазерного излучения, 5 — поверхность параболоида, 6 — ускорительный заряд, 7 — электромагнитная волна.

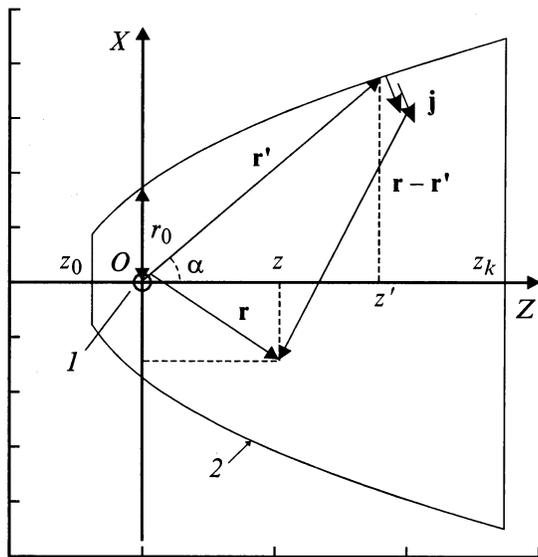


Рис. 2. Расчетная геометрия: 1 — фокус, 2 — поверхность параболоида.

можно получить используя запаздывающие потенциалы в калибровке Лоренца

$$\begin{aligned} \varphi(\mathbf{r}) &= \int dv' \frac{\rho \left(t - \frac{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}{c} \right)}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \\ \mathbf{A}(\mathbf{r}) &= \int dv' \frac{\mathbf{j} \left(t - \frac{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}{c} \right)}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}. \end{aligned} \quad (7)$$

Поскольку

$$\mathbf{E} = -\nabla\varphi - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}, \quad (8)$$

то предполагая, что ток эмиссии направлен по нормали к поверхности параболоида

$$\begin{aligned} \mathbf{j}(t, z, \rho) &= j_{\perp} \left(t + \frac{z}{c}, z, \rho \right) \mathbf{n}, \\ \mathbf{n} &= \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\rho}{r_0} \right)^2}} \left\{ -\frac{\rho}{r_0}; 1 \right\}, \end{aligned} \quad (9)$$

можно получить следующее выражение для компоненты поля вдоль оси параболоида:

$$E_z = -\frac{1}{c^2} \int \frac{dv'}{r} \sin(\alpha) \cos\left(\frac{\alpha}{2}\right) \frac{\partial j_{\perp}}{\partial t}, \quad (10)$$

где α — угол между осью OZ и вектором \mathbf{r}' (рис. 2).

В дипольном приближении, которое в данном случае применимо,

$$\begin{aligned} E_z &= E_0 \int_0^{2\pi} \frac{d\varphi}{2\pi} \int_{\omega_0}^{\omega_k} d\omega \frac{1+\omega}{1-\omega} f\left(\tau + \frac{z}{\lambda}\omega\right) \\ &+ \frac{\rho}{\lambda} \sqrt{1-\omega^2} \cos(\varphi), \quad E_0 = \frac{2\pi r_0 P_0}{\lambda^2}. \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь введены следующие обозначения: $\omega = z'/z' + r_0$; z' — координата вектора \mathbf{r}' ; $(z_0, \rho_0), (z_k, \rho_k)$ — координаты начала и конца параболоида; $\omega_0 = z_0/z_0 + r_0$; $\omega_k = z_k/z_k + r_0$; z, ρ — цилиндрические координаты вектора \mathbf{r} ; P_0 — амплитуда поверхностной плотности дипольного момента;

$$\tau = \frac{1}{T_p} - \frac{(z_k - z')}{cT_p},$$

T_p — характерное время изменения дипольного момента; $\lambda = c \cdot T_p$; r_0 — радиус параболоида в фокальной плоскости;

$$f(x) = \eta(x) \cdot \frac{d}{dx} F(x), \quad F(x) = 2.17 \cdot x^2 \cdot \exp(-x) \quad (12)$$

— безразмерная функция, которая задавалась в виде характерном для источника накачки с линейным ростом интенсивности излучения; $\eta(x)$ — функция Хэвисайда.

На оси параболоида

$$E_z = E_0 \int_{\omega_0}^{\omega_k} d\omega \frac{1+\omega}{1-\omega} f\left(\tau + \frac{z}{\lambda}\omega\right). \quad (13)$$

При перемещении по поверхности параболоида введенная нами величина ω изменяется от -1 до $+1$. Из выражения для E_z следует, что фиксированное значение фазы поля распространяется со скоростью $c/\omega > c$, поскольку

$$\frac{\omega}{\lambda} \frac{dz}{dt} + \frac{d\tau}{dt} = 0 \Rightarrow \frac{dz}{dt} = \frac{c}{\omega}. \quad (14)$$

Ясно, что чем ближе скорость частиц к фазовой скорости поля, тем эффективнее процесс ускорения. Поэтому естественно, что наибольший интерес представляют усеченные параболоиды, у которых $|\omega| \approx 1$. Из-за подынтегрального множителя $(1 + \omega)/(1 - \omega)$ в выражении для E_z предпочтительнее использование параболоидов с $\omega \sim 1$. Физический смысл этого достаточно прозрачен — амплитуда поля излучения диполя максимальна в плоскости, перпендикулярной оси диполя, вдоль своей оси диполь не излучает; при $\omega \rightarrow -1$ угол между осью диполя, расположенного в данной точке, и направлением на фокус стремится к 0, при $\omega \rightarrow 1$ — к $\pi/2$.

В связи с вышеизложенным далее рассматриваются лишь параболоиды с $\omega_k, \omega_0 \approx 1$. В этом случае для точек с координатами $(z, \rho = 0)$, лежащих на оси параболоида вблизи фокуса,

$$\frac{z}{\lambda}(\omega_k - \omega_0) < 1 \quad (15)$$

возможно дальнейшее упрощение выражения для E_z на оси параболоида

$$E_z \cong E_0 f \left(\tau + \frac{z}{\lambda} \bar{\omega} \right) \overline{\left(\frac{1 + \omega}{1 - \omega} \right)} (\omega_k - \omega_0). \quad (16)$$

Для ω_k , не слишком близких к 1, $\omega_k < 0.95$

$$\overline{\left(\frac{1 + \omega}{1 - \omega} \right)} \approx \frac{1 + \bar{\omega}}{1 - \bar{\omega}}, \quad \bar{\omega} = \frac{\omega_k + \omega_0}{2}. \quad (17)$$

В действительности ω_k , очень близкие к 1, не представляют практического интереса. Причина состоит в том, что мощность, которую должен иметь источник светового излучения, обратно пропорциональна синусу угла скольжения. При $\omega \rightarrow 1$ синус будет уменьшаться, а мощность увеличиваться как $1/\sqrt{1 - \omega}$. Кроме того, большая разница между ω_k и ω_0 (очень длинный параболоид) приведет к неоднородности облучения и зависимости характерной длины волны λ от координаты точки испускания волны.

Рассмотрим процесс ускорения электрона. Пусть электрон релятивистский, тогда можно считать, что его скорость близка к скорости света $v \approx c$, и уравнение движения $z_e(t)$ будет иметь следующий вид:

$$z_e = z_i + c(t - t_i) = z_i + \lambda(\tau - \tau_i). \quad (18)$$

Используя это выражение, приходим к следующему уравнению, описывающему изменение импульса ускоряемого электрона:

$$\frac{dp_z}{dt} = eE_0 \overline{\left(\frac{1 + \omega}{1 - \omega} \right)} (\omega_k - \omega_0) f((1 - \bar{\omega})(\tau - \tau_i)),$$

$$\tau_i = -\frac{z_k}{\lambda} \bar{\omega}. \quad (19)$$

Отсюда следует, что

$$p_z(\tau) = p_i + \frac{eE_0}{c} \lambda \overline{\left(\frac{1 + \bar{\omega}}{1 - \bar{\omega}} \right)} (\omega_k - \omega_0) \times F((1 - \bar{\omega}) \cdot (\tau - \tau_i)), \quad p_i \equiv p_z(\tau_i). \quad (20)$$

Выражение для поля (16) получено в предположении

$$\frac{z}{\lambda}(\omega_k - \omega_0) < 1. \quad (21)$$

Следовательно, в рамках этого приближения должно быть

$$(\tau - \tau_i) \cdot (\omega_k - \omega_0) < 1. \quad (22)$$

Этим неравенством определяется промежуток времени, в течение которого можно исследовать процесс ускорения в сформулированном выше приближении. Функция $F(\tau)$ имеет широкий максимум при $\tau = 2$, и, следовательно, ускоряемый электрон будет увеличивать свою энергию до момента времени τ_{\max} :

$$\tau_{\max} - \tau_i \approx \frac{2}{1 - \bar{\omega}}. \quad (23)$$

При этом, согласно (22), должно выполняться неравенство

$$\frac{2}{1 - \bar{\omega}}(\omega_k - \omega_0) < 1. \quad (24)$$

Если это не так, то в качестве τ_{\max} следует использовать время, определяемое (22). Поэтому можно считать, что $F = F_{\max} = 1$, следовательно, в процессе ускорения релятивистского электрона его импульс может достичь величины p_{\max} :

$$p_{\max} = p_i + \frac{eE_0}{c} \lambda \overline{\left(\frac{1 + \bar{\omega}}{1 - \bar{\omega}} \right)} (\omega_k - \omega_0). \quad (25)$$

Величина

$$\frac{1 + \bar{\omega}}{(1 - \bar{\omega})^2} (\omega_k - \omega_0) = 2K \left(\frac{z_0}{r_0}, \frac{\Lambda}{r_0} \right) \frac{\Lambda}{r_0}, \quad \Lambda = z_k - z_0 \quad (26)$$

представляет эффективный продольный размер параболоида и изменяется в довольно широких пределах, K достигает максимума, равного ≈ 1 , при $\Lambda \approx 0.5r_0$. Для представляющих практический интерес случаев не слишком длинных параболоидов $\Lambda \sim (1 - 5)r_0$

$$K \left(\frac{z_0}{r_0}, \frac{\Lambda}{r_0} \right) > 0.5. \quad (27)$$

Полагая для оценок $K = 0.5$, получим

$$p_{\max} \approx p_i + \frac{2\pi e \Lambda P_0}{c \lambda}. \quad (28)$$

Так как $P_0 = \frac{\varepsilon_f}{2\pi e}$, то

$$\frac{p_{\max}}{m_e c} \approx \frac{p_i}{m_e c} + \frac{\lambda}{\lambda} \cdot \frac{\varepsilon_f}{m_e c^2}. \quad (29)$$

При $\frac{\varepsilon_f}{m_e c^2} = \gamma_f - 1 \sim 1$, $\frac{p_i}{m_e c} \sim 1$, $\frac{\Lambda}{\lambda} \gg 1$

$$\frac{p_{\max}}{m_e c} \approx \frac{\Lambda}{\lambda} \frac{\varepsilon_f}{m_e c^2}, \quad (30)$$

т. е.

$$(\gamma - 1)_{\max} \approx \frac{\Lambda}{\lambda} \cdot (\gamma_f - 1). \quad (31)$$

Отсюда следует, что энергия ускоренного электрона будет порядка 1 GeV при $\Lambda/\lambda \sim 10^3$. До сих пор рассматривалось ускорение релятивистского электрона. Если электрон нерелятивистский, но

$$\frac{\Lambda}{\lambda}(1 - \omega) \gg 1, \quad (32)$$

то и для этого случая все полученные оценки по порядку величины останутся справедливыми. Когда ускоряемая частица движется не в фазе с ускоряющим полем, а именно это имеет место при нерелятивистских скоростях $v \ll c$, время ускорения уменьшается пропорционально $1 - \bar{\omega}$. Однако если выполняется (32), то электрон очень быстро становится релятивистским и далее процесс протекает аналогично уже рассмотренному случаю.

б) Ускорение протона. Заряд протона противоположен по знаку заряду электрона. Поэтому направления скорости протона, фазовой скорости ускоряющего поля и ускоряющей силы будут совпадать при $\tau > 2$, когда поле сменит знак. Масса протона примерно в 1840 раз больше массы электрона, поэтому естественно предположить, что в течение всего процесса ускорения протон остается нерелятивистским. Заранее неизвестно, как будет изменяться положение протона со временем, но этого для оценок и не нужно. Достаточно формального решения уравнений движения $z_n(t)$:

$$z_n = z_i + \int_{\tau_i}^{\tau} d\tau' \frac{v}{c} \bar{\lambda} = z_i + (\tau - \tau_i) \frac{\bar{v}(\tau)}{c} \bar{\lambda}, \quad \frac{\bar{v}(\tau)}{c} \ll 1, \quad (33)$$

где $\bar{v} = \overline{v(\tau)}$ — некоторое среднее значение скорости частицы.

Подставляя текущую координату протона в выражение для фазы поля, получим

$$\begin{aligned} \tau + \frac{z_n}{\bar{\lambda}} \omega &= \tau + \frac{z_i}{\bar{\lambda}} \bar{\omega} + \bar{\omega} \frac{\bar{v}}{c} (\tau - \tau_i) \\ &= \left(1 - \frac{\bar{v}}{c} \bar{\omega}\right) (\tau - \tau_i) \approx \tau - \tau_i \quad \left(\frac{z_i}{\bar{\lambda}} = -\tau_i\right). \end{aligned} \quad (34)$$

Теперь решение уравнения для импульса протона получается элементарно

$$P \approx P_i + \frac{eE_0}{c} \bar{\lambda} \cdot \frac{1 + \bar{\omega}}{1 - \bar{\omega}} (\omega_k - \omega_0) F(\tau - \tau_i). \quad (35)$$

Отсюда следует, что

$$\frac{P_{\max}}{Mc} \sim \frac{r_0}{\bar{\lambda}} \frac{m_e}{M} (\gamma_f - 1) \quad \left(\frac{P_i}{Mc} \ll 1\right) \quad (36)$$

и при $r_0/\bar{\lambda} \sim 2 \cdot 10^3$, $\gamma_f - 1 \approx 1$ будет

$$\frac{P_{\max}}{Mc} \approx 0.5. \quad (37)$$

И в этом случае протон может быть ускорен до энергии порядка 100 MeV.

Ожидаемые характеристики и облик ускорителя

Полученные результаты позволяют составить представление о возможном облике ускорителя и тех параметрах, которыми должны обладать составляющие его элементы.

а) Ускоритель электронов. Условие $\Lambda/\lambda = 10^3$ фактически задает размеры системы. По-видимому, в качестве реально достижимого значения $\bar{\lambda}$ можно рассматривать $\bar{\lambda} \approx 0.2$ см. В этом случае при $\gamma_f \approx 2$ ускоряющий зазор L должен быть примерно 0.2 см. Длина параболоида должна быть $\Lambda = 2$ м. Если считать, что $\omega_k = 0.8$, а $\omega_0 = 0.5$, то радиус параболоида в фокальной плоскости должен быть $r_0 = 2/3$ м, площадь поверхности параболоида $S \approx 22$ м². Нетрудно оценить количество энергии, которое запасается в ускорительном зазоре у поверхности параболоида

$$U \sim 116 \frac{(\gamma_f - 1)^2}{L} S (\text{J}) \approx 13 (\text{J}), \quad (38)$$

и мощность лазера с энергией квантов светового излучения $\varepsilon_k \cong 2$ eV, обеспечивающего эмиссию электронов с поверхности параболоида, имеющую квантовый выход $Y \approx 0.2$,

$$J \sim 1.4 \cdot 10^7 \frac{\varepsilon_k}{Y} \frac{(\gamma_f - 1)^{\frac{3}{2}}}{L^2} S (\text{W}) \approx 7 \cdot 10^{10} (\text{W}). \quad (39)$$

Энергия лазера составит ≈ 0.4 Дж при длительности импульса порядка 10 ps.

Схема ускорителя приведена на рис. 3. Очевидно, что ускоритель с энергией ускорения меньше 1 GeV будет иметь и меньшие габариты. Оценим, до какой энергии мог бы быть разогнан электрон в ускорителе рассмотренной конструкции с характерным размером порядка 1 м.

Пусть $r_0 \approx 6.7$ см, $\omega_k = 0.8$, $\omega_0 = 0.5$, тогда полная длина от фокуса до конца параболоида ≈ 27 см, а $\Lambda = 20$ см. Если, так же как и в предыдущем случае, полагать, что $\bar{\lambda} = 0.2$ см, то очевидно, что все параметры рассматриваемого ускорителя должны быть уменьшены в 100 раз по сравнению с предыдущим вариантом $S \approx 0.22$ м², $J \sim 7 \cdot 10^8$ Вт, $U \sim 130$ Дж. Что касается энергии ε_a , получаемой электроном в результате ускорения, то она уменьшается лишь в 10 раз — $\varepsilon_a \sim 100$ MeV. Полная длина ускорителя, включая лазер с оптической системой, около 1 м. Инжекция частиц в такую систему может осуществляться 1) синхронно с инициализацией лазерного импульса, и в этом случае захват частиц в ускорение после "свободного" движения будет происходить в области фокуса параболоида; 2) перед фокусировкой электромагнитного импульса, когда на инжектирующей поверхности заранее создается дипольный слой из облака низкоэнергетичных электронов, и электромагнитный импульс захватывает из этого дипольного слоя то количество электронов, которое он может ускорить.

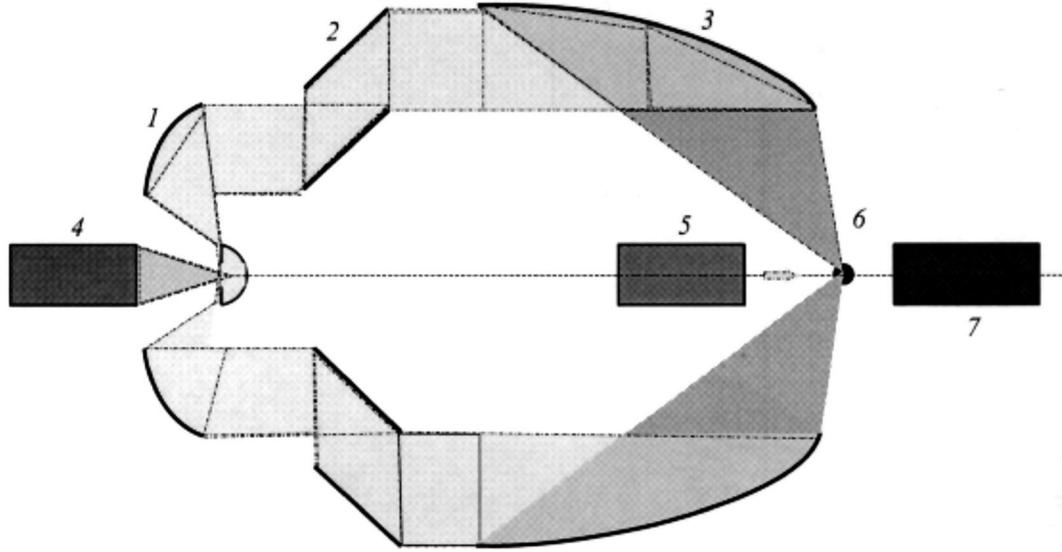


Рис. 3. Принципиальная схема ускорителя: 1 — параболические зеркала оптической системы, 2 — конические зеркала, 3 — параболический источник СВЧ излучения, 4 — лазер, 5 — инжектор, 6 — фокус, 7 — система вывода пучка.

б) Ускоритель протонов. Энергия протона достигает величины 1 GeV при $P_{\max} \approx 1.8 \text{ Мс}$. Если считать, что $\gamma_f \approx 3$, $\lambda = 0.3 \text{ см}$, $\omega_k = 0.67$, $\omega_0 = 0$, то в данном случае, используя исходное уравнение (9), нетрудно получить

$$\frac{P_{\max}}{Mc} \approx 1.8 \cdot 10^{-3} \frac{r_0}{\lambda}, \quad (40)$$

откуда следует, что $r_0 \approx 10^3 \lambda$. Следовательно, радиус параболоида $r_0 \approx 3 \text{ м}$, длина — 6 м, максимальный радиус 6.7 м. Ускоритель на энергию 100 MeV должен иметь следующие размеры: $r_0 \approx 0.7 \text{ м}$, длина 1.5 м, максимальный радиус $\approx 1.6 \text{ м}$.

Результаты численных расчетов

Для численного исследования пространственно-временного распределения электрического поля вблизи фокуса параболоида был использован двухмерный электродинамический код. Для моделирования радиационно-возбуждаемого сверхсветового импульса тока на внутренней поверхности параболоида $z_p(\rho)$, $0 < z/r_0 < 0.9$ с фокусным расстоянием $r_0 = 100 \text{ см}$ в слое толщиной $dl = 0.25 \text{ см}$ была задана плотность электрического тока

$$\mathbf{j}(t, z, \rho) = f\left(t - \frac{z_k - z}{c}\right) \delta(z_p(\rho)) \mathbf{n},$$

$$\mathbf{n} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\rho}{r_0}\right)^2}} \left\{ -\frac{\rho}{r_0}; 1 \right\}, \quad (41)$$

$$f(t) = \left(\frac{t}{T_0}\right)^2 e^{-\frac{t}{T_0}} \left(\frac{t}{T_0}\right), \quad T_0 = 0.5 \cdot 10^{-9} \text{ с}, \quad (42)$$

где δ — дельта-функция Дирака.

Размер счетной ячейки был принят равным $\Delta z/\lambda = \Delta x/\lambda = 0.166$.

На рис. 4–6 приведены результаты моделирования распространения электромагнитной волны, возбуждаемой сверхсветовым импульсом на параболической поверхности, к точке фокуса на различные моменты времени. Отчетливо видно, что локализованный электромагнитный импульс увеличивается по амплитуде при приближении к фокусу. На рис. 5 для сравнения с численными результатами приведена аналитическая оценка напряженности электрического поля E_z .

Расчеты, представленные на рис. 7–9, показывают, что в фокальной области параболоида размером $\gtrsim \lambda$ формируется сильное электрическое поле, сохраняющее знак в течение промежутка времени $\cong 2T_0$, которое может быть использовано для ускорения заряженных частиц. Отметим, что благодаря тому, что радиальная составляющая электрического поля существенно меньше продольной и равна нулю на оси системы, и магнитное поле во время фазы ускорения имеет такой знак, что сила Лоренца, действующая на электроны пучка, направлена к оси системы (т.е. пучок будет сжиматься), можно рассчитывать на получение пучка с малым разбросом ускоряемых частиц по углам.

Заключение

Представленные результаты исследований показывают, что использование сверхсветовых источников для ускорения заряженных частиц теоретически возможно. Ускорители на основе сверхсветовых источников СВЧ излучения будут обеспечивать ускорение заряженных частиц до энергий порядка сотен–тысяч мегаэлектронвольт и иметь при этом миниатюрные по сравнению

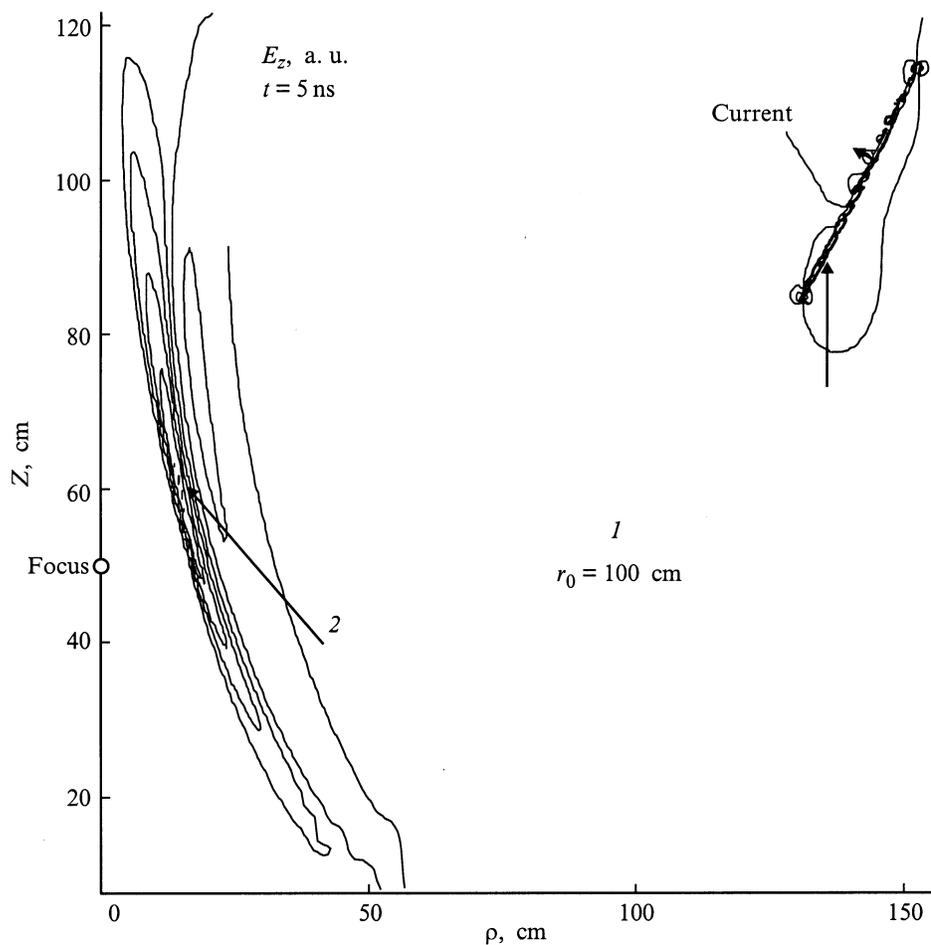


Рис. 4. Линии уровня электрического поля. 1 — поверхность параболоида, 2 — электрический ток.

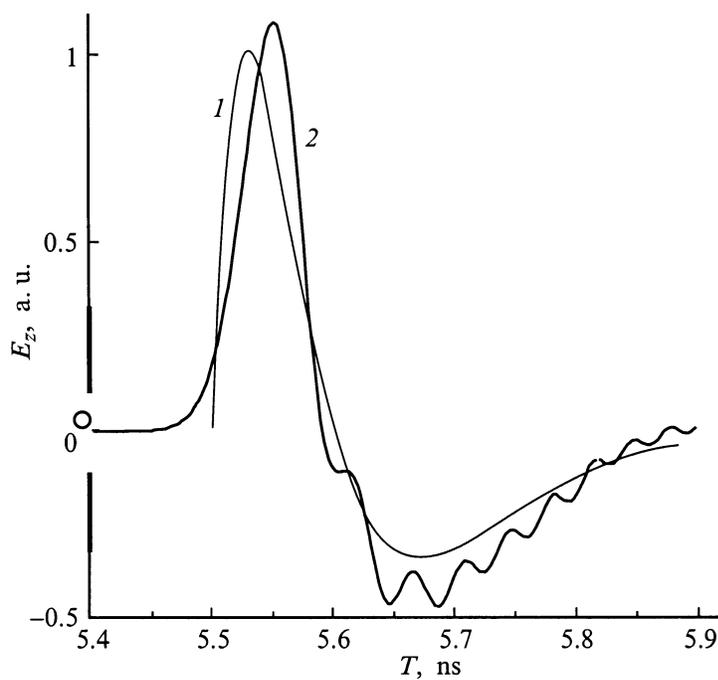


Рис. 5. Электрическое поле в фокусе параболоида. $\rho = 0$, $z = z_f$, $T_0 = 0.05$ ns; 1 — аналитическое решение, 2 — численное решение.

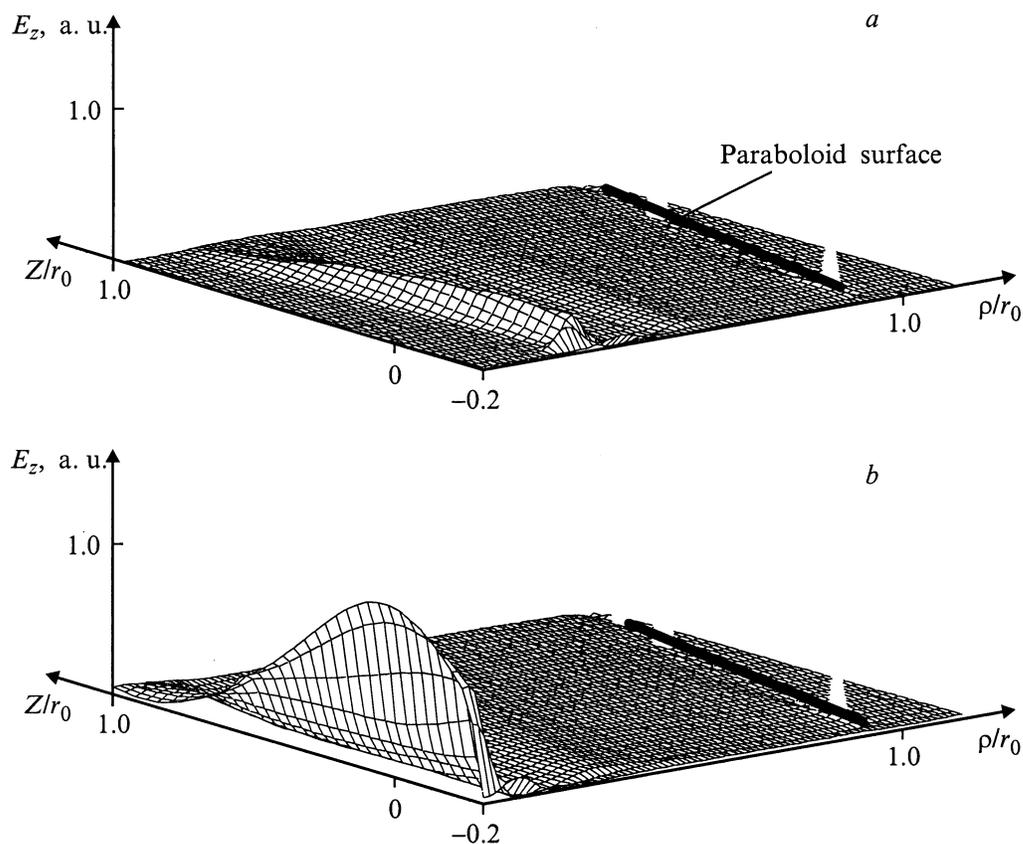


Рис. 6. Пространственное распределение поля электромагнитной волны E_z при фокусировке в фокус параболоида. t/T_0 : $a - 6$, $b - 0.8$.

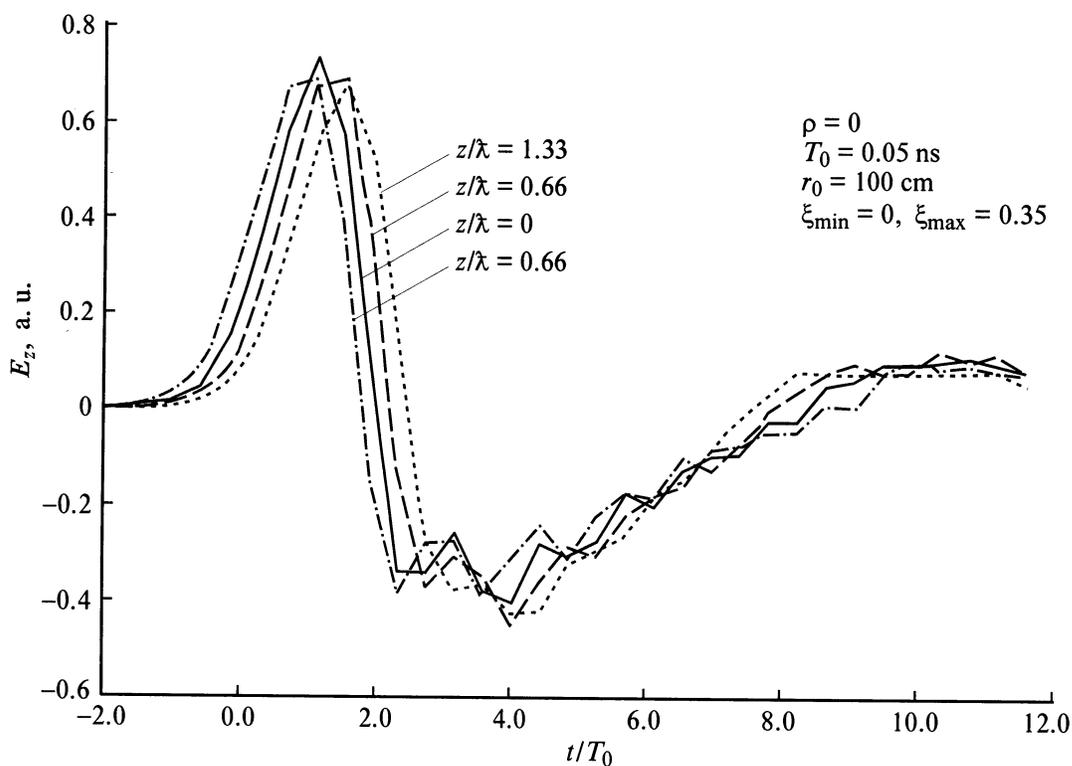


Рис. 7. Зависимость E_z от времени в области фокуса параболоида.

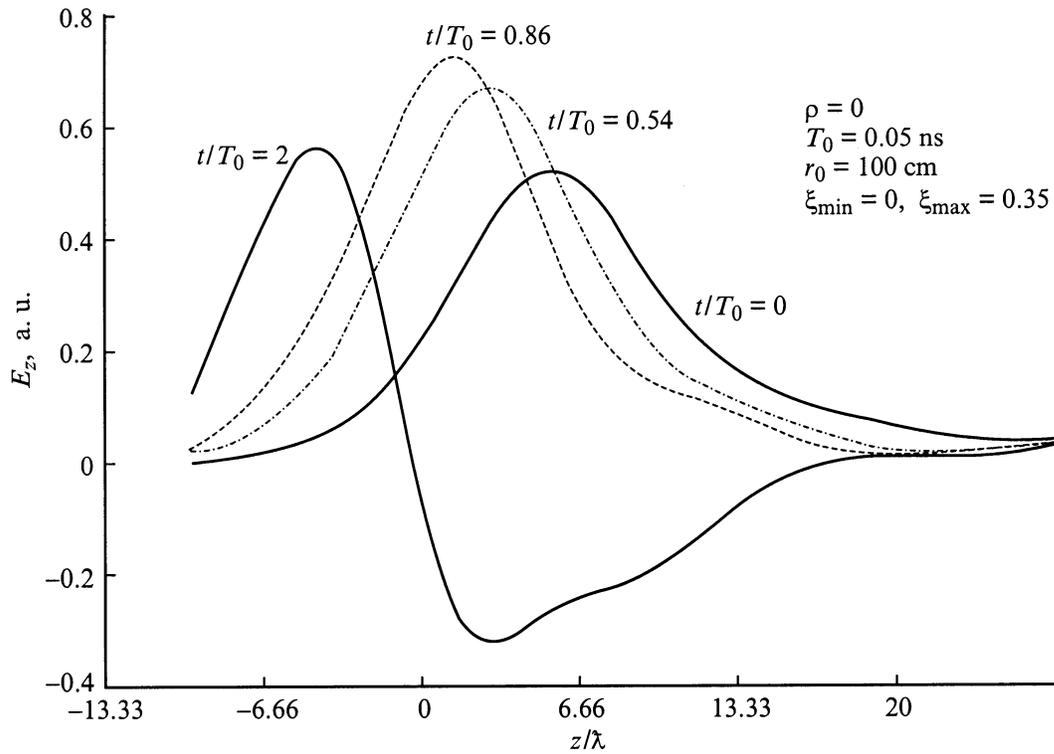


Рис. 8. Пространственное распределение E_z в области фокуса параболоида на различные моменты времени.

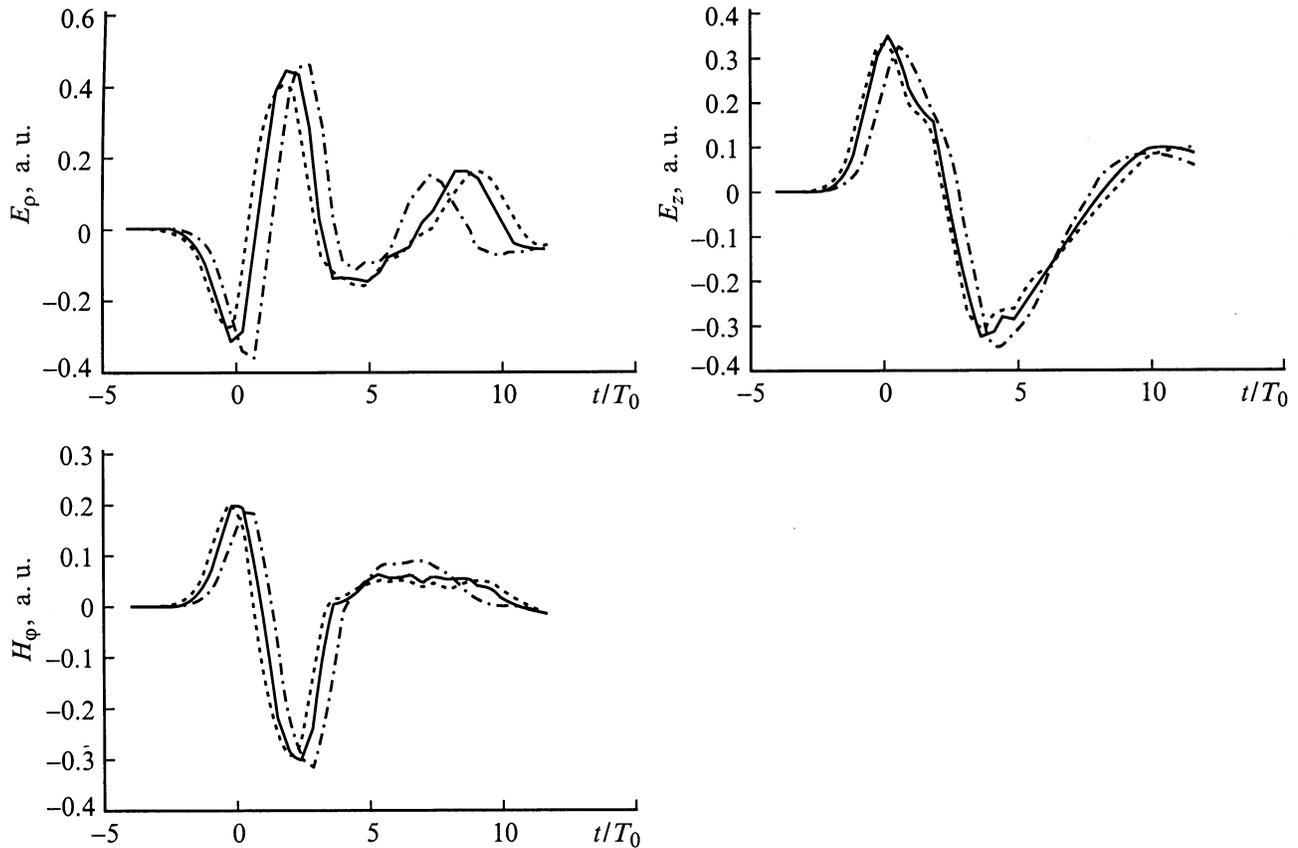


Рис. 9. Зависимость от времени компонент электромагнитного поля в фокальной области. $\rho/\lambda = 0.666$; $z/\lambda = 2.666$ (пунктир), 0 (сплошная кривая), 1.333 (штрихпунктир).

с существующими линейными ускорителями размеры. Поскольку характеристики устройств, обеспечивающих работу такого ускорителя, не являются уникальными, то вполне возможно, что создание таких ускорителей не встретит трудностей и на практике, если только будут созданы сами сверхсветовые СВЧ источники.