

09; 10; 12

© 1991 г.

## ТРЕХМЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛАЗЕРНОГО УСКОРЕНИЯ В ОБРАЩЕННОМ ЛАЗЕРЕ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

*В. В. Тихомиров, А. А. Хрущинский*

На основе известного в теории лазера на свободных электронах (ЛСЭ) метода разложения потенциала поля излучения по модам, связанным с источником, проведено численное трехмерное моделирование ускорения интенсивного электронного пучка в обращенном ЛСЭ (ОЛСЭ). Показано, что в ОЛСЭ можно ускорить электроны от 10 до 130 МэВ при токе пучка  $> 1$  кА на длине 1 м при мощности лазера  $\sim 1$  ТВт. Доля энергии лазерного излучения, передаваемая электронам, составляет при этом  $\sim 10$ – $30$  %, доля ускоренных электронов от инжектированных  $\sim 30$  %, энергетический разброс в ускоренном пучке  $\sim 1$  %, нормированный эмиттанс и радиус  $0.6 \cdot 10^{-2}$  рад·см и 0.2 мм (на входе  $0.45 \cdot 10^{-2}$  и 0.5) соответственно. Исследована зависимость параметров ускоренного пучка электронов от резонансной фазы, входного тока пучка электронов, расположения фокуса лазерного пучка относительно начала ускорителя. Выполнены численные оценки допустимых погрешностей изготовления вигглера.

### Введение

В настоящее время широко ведутся исследования различных методов ускорения частиц лазерным излучением (см. обзоры [1, 2] и цитированную там литературу). Одним из таких методов является обращение лазера на свободных электронах (ЛСЭ), позволяющее эффективно ускорять и сильнооточные пучки. Ускоритель, работающий на основе этого метода (обращенный лазер на свободных электронах (ОЛСЭ)), представляет собой вигглер с меняющимися амплитудой магнитного поля и шагом, вдоль оси которого движутся пучок электронов и лазерное излучение, ускоряющее электроны [3]. Изменение шага и поля вигглера определяются условием синхронизма электронов и лазерной волны. Экспериментальные работы по созданию таких устройств находятся в зачаточном состоянии и не вышли пока из стадии проверки принципа ускорения [2].

Теоретические исследования ОЛСЭ проведены в ряде работ. В работах [3–5] выполнен одномерный анализ ускорения резонансных частиц. В [5] выполнен одномерный анализ ускорения в присутствии поглощения лазерного излучения пучком ускоряемых электронов, и с учетом нерезонансных частиц, в [6] — полуколичественный учет дифракции и поглощения лазерного пучка при ускорении в ОЛСЭ. Однако при работе ОЛСЭ в режиме максимально достижимых градиентов ускорения и токов крайне существенными становятся не рассмотренные в [3–6] вопросы, связанные с трехмерной структурой лазерного излучения и электронного пучка, а для сильнооточных пучков также эффекты нескомпенсированности по заряду и току, трансформация лазерного излучения при взаимодействии с электронным пучком, конечным эмиттансом и разбросом электронов по энергии во входном пучке. Подобные вопросы, однако, подробно исследовались в теории ЛСЭ (см. [7–10] и цитированную там литературу).

В работах по ОЛСЭ не были также исследованы важные для приложений характеристики ускоренного пучка электронов разброс по энергии, фазе, поперечный эмиттанс, зависимость этих параметров от резонансной фазы, на которой производится ускорение. Не исследован вопрос о вероятности захвата электронов в режим ускорения при различных резонансных фазах. Все эти

Вигглер				Лазерный пучок			Электронный пучок			
$H_{00}$ , Тл	$H_0$ , Тл	$\lambda_0^0$ , м	$L$ , м	$\lambda$ , мкм	$L_{Rel}$ , м	$P$ , ТВт	$\gamma_0$	$\Delta\gamma$	$r_b$ , см	$\epsilon_N$ , рад · см
0.025	1.0	$0.85 \cdot 10^{-2}$	1.0	10.6	0.5	1.0	20	0.01—0.1	0.05	0.01—0.001

Примечание.  $H_{00}$  — магнитное поле в начале Вигглера,  $H_0$  — в конце,  $\lambda_0^0$  — начальный шаг Вигглера,  $\lambda$  — длина волны излучения лазера,  $L_{Rel}$  — релеевская длина,  $L$  — длина ускорителя.

вопросы составляют предмет исследований данной работы. Выбор конкретных параметров для моделирования ОЛСЭ (см. таблицу) был продиктован лишь возможностью показать высокую эффективность ускорения интенсивных пучков при технически достижимых уже в настоящее время характеристиках лазерного и электронного пучков и вигглера.

### Математическая постановка задачи

Представляющее наибольший интерес при лазерном ускорении увеличение градиента ускорения до величин, превосходящих градиенты ускорения в традиционных ускорителях, достигается увеличением ускоряющего поля при уменьшении радиуса лазерного пучка. Однако это уменьшение, с другой стороны, приводит к усилению неоднородности величины и фазы ускоряющего поля как в поперечном, так благодаря дифракции и в продольном направлениях. Сопутствующее уменьшение радиуса ускоряемого электронного пучка приводит к возрастанию его углового разброса, также осложняющему процесс ускорения.

Из простейших энергетических соображений нетрудно убедиться, что доступные ныне тераваттные лазерные мощности при использовании их с КПД в несколько десятков процентов позволяют ускорять до энергии в несколько сотен МэВ электронные пучки с током в несколько кА. Лазерное излучение при этом, естественно, будет интенсивно поглощаться в области локализации ускоряемого пучка. Возникающая при этом поперечная неоднородность лазерного излучения будет вызывать сглаживающую ее дифракцию. Интенсивные и сильно сфокусированные электронные пучки, кроме того, будут также обладать и существенным преломляющим действием на лазерное излучение. Кроме того, кулоновское расталкивание интенсивных пучков будет в условиях действия фокусирующего поля вигглера приводить к весьма нетривиальной эволюции поперечных размеров ускоряемой и неускоряемой фракций электронного пучка. В условиях ускорения электронных пучков с максимальными градиентами и токами перечисленные неоднородные эффекты оказываются существенными, поскольку именно они ограничивают эффективность захвата электронов в процесс ускорения, длину их ускорения и прирост энергии, а также определяют эволюцию функции распределения ускоряемых и неускоряемых частиц. Не ставя в данной работе задачи анализа каждого из перечисленных эффектов в отдельности, мы проведем их совместный последовательный учет на основе метода разложения потенциала поля излучения по модам, связанным с источником (электронным пучком) [11], и трехмерных уравнений движения для электронов [12]. Ниже без вывода приводятся основные уравнения и обозначения, необходимые для понимания особенностей примененной модели и результатов моделирования.

Рассматривается трехмерная аксиально-симметричная модель ОЛСЭ с осью симметрии, совпадающей с осью  $z$ . Статическое магнитное поле спирального вигглера и электромагнитное поле циркулярно поляризованного лазерного излучения, распространяющегося вдоль  $z$ , описываются векторными потенциалами [8]

$$A_w = -A_w(z) \left[ e_x \left( 1 + \frac{1}{2} k_w^2 y^2 \right) \cos \psi_w + e_y \left( 1 + \frac{1}{2} k_w^2 x^2 \right) \sin \psi_w \right], \quad (1)$$

$$A = \frac{1}{2} A_s(z, r_{\perp}) (e_x + i e_y) \exp(i\psi'_s) + \text{к. с.}, \quad (2)$$

где  $A_w, A$  — вектор-потенциалы вигглера и волны соответственно;  $A_w$  — амплитуда поля вигглера,  $A_s$  — комплексная амплитуда волны;  $e_x, e_y$  — единичные вектора вдоль осей  $x, y$ ;  $k_w = (2\pi)/\lambda_w$ ,  $\lambda_w$  — волновое число и шаг вигглера;  $\psi_w = \int_0^z k_w(z') dz'$ ;  $\psi'_s = kz - \omega t$ ;  $k, \omega$  — волновое число и частота лазерной волны.

Динамика частиц описывалась гамильтоновыми уравнениями с потенциалами (1), (2) и с учетом собственных полей пучка. Использовался метод крупных частиц, причем каждая такая частица описывалась осредненной системой уравнений движения [12]

$$\begin{aligned} \frac{d\gamma}{dz} &= -k \frac{a_w a_s}{\gamma} \sin \psi \left( 1 + \frac{1}{4} k_w^2 r_{\perp}^2 \right) D(\mu) + \left\langle \beta_i \frac{\partial \varphi}{\partial x_i} \right\rangle, \\ \frac{d\psi}{dz} &= k_w - k \frac{1 + p_{\perp}^2 + a_w^2 - 2a_w a_s \cos \psi}{2\gamma^2} + \frac{d\varphi_s}{dz}, \\ \frac{dp_{\alpha}}{dz} &= -\frac{a_w^2 k_w^2}{2\gamma} x_{\alpha} + \left\langle \frac{\partial \varphi}{\partial x_{\alpha}} \right\rangle - \left\langle \frac{p_z + a_z}{\gamma} \frac{\partial a_z}{\partial x_{\alpha}} \right\rangle, \\ \frac{dx_{\alpha}}{dz} &= \frac{p_{\alpha}}{\gamma}, \quad p_{\alpha} = \gamma \beta_{\alpha}, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\gamma = E/(mC^2)$  — лоренц-фактор электрона;  $\beta_i = v_i/c$ ;  $c$  — скорость света;  $v_i$  — скорость;  $x_{\alpha}$  — координата;  $E$  — энергия;  $m$  — масса;  $e$  — заряд электрона;  $\psi = kz - \omega t + \psi_w + \varphi_s$ ,  $\varphi_s$  — фаза комплексной амплитуды лазерной волны;  $a_w, a_s = (|e|/(mc^2)) A_w, a_s$ ,  $\varphi = (|e|/(mc^2)) \Phi$  — нормированные потенциалы поля вигглера лазерной волны и собственного поля пучка;  $r_{\perp}^2 = x_{\perp}^2$ ; по дважды повторяющимся индексам проводится суммирование, латинские индексы пробегают значения 1, 2, 3 ( $x, y, z$ ), греческие — 1, 2 ( $x, y$ ), угловые скобки означают усреднение по ансамблю частиц.

В уравнении для  $\gamma$  нами включен множитель  $D(\mu) = \sin \mu/\mu$  — дисперсионная функция [ $\mu = (k_w - k(1 - 1/\beta_z))(\pi/k_w)$ ], учитывающий, что в ОЛСЭ электроны разделяются на две фракции: фракцию ускоряемых электронов, которые движутся в условиях, близких к резонансу ( $\psi$  — медленная переменная,  $\mu \ll 1$ ,  $D(\mu) \sim 1$ ), и фракцию электронов, выпавших из процесса ускорения ( $\psi$  — быстрая переменная,  $\mu \gg 1$ ,  $D(\mu) \ll 1$ ). Множитель  $D(\mu)$  позволяет не только правильно учесть физику явления, но и избежать численных неустойчивостей при интегрировании траекторий нерезонансных частиц. Величина  $\langle \beta_i (\partial \varphi / \partial x_i) \rangle$  описывает взаимодействие электронов с плазменными колебаниями пучка и есть [10]

$$\left\langle \beta_i \frac{\partial \varphi}{\partial x_i} \right\rangle = \frac{2\omega_p^2}{c^2 k} (\langle \sin \psi \rangle \cos \psi - \langle \cos \psi \rangle \sin \psi), \quad (4)$$

где  $\omega_p$  — плазменная частота.

Члены в угловых скобках третьего уравнения системы (3) описывают действие собственных полей пучка на электроны (кулоновское расталкивание и магнитное сжатие). Используя тот факт, что продольные градиенты этих полей много меньше поперечных (продольный масштаб, соответствующий синхротронным колебаниям  $\sim 20$  см, поперечный порядка радиуса пучка  $\sim 0.05$  см) и аксиальную симметрию, можно, решив уравнения Пуассона для  $\varphi$  и  $A_z$ , получить для этих членов

$$\left\langle \frac{\partial \varphi}{\partial x_{\alpha}} \right\rangle - \left\langle \frac{p_z + a_z}{\gamma} \frac{\partial a_z}{\partial x_{\alpha}} \right\rangle = (1 - \beta_z) \frac{2x_{\alpha}}{r_{\perp}^2} \frac{|e|}{mc^2} \frac{I}{cN_p} \sum_{r_i < r} (1)_i, \quad (5)$$

где  $N_p$  — число крупных частиц.

Использование усредненных уравнений движения налагает ограничения на величину градиентов амплитуды и шага вигглера вдоль оси  $z$ . Можно показать, что эти ограничения сводятся к условиям

$$\frac{1}{4} \frac{d\lambda_w}{dz} \ll 1 \text{ и } \frac{\lambda_w}{2} \frac{dA_w}{dz} \frac{1}{A_w} \ll 1.$$

В рассматриваемом ниже примере приведенные величины составляют величину  $\sim 1/50$ . Эволюция электромагнитного поля лазера описывалась параболическим уравнением. Медленноменяющаяся часть потенциала разлагалась по модам, связанным с источником [7, 11], т. е. представлялась в виде

$$a_s(z, r_\perp) = \sum_{m=0}^{\infty} b_m(z) D_m(r_\perp), \quad (6)$$

где

$$D_m(r) = L_m(\zeta) \exp\left[-\left(1 - i\alpha(z) \frac{r^2}{r_s^2}\right)\right], \quad \zeta = \frac{2r^2}{r_s^2},$$

$L_m(\zeta)$  — полиномы Лаггера,  $r_s(z)$  — текущий радиус пучка,  $\alpha(z)$  характеризует кривизну волнового фронта.

Для определения  $b_m(z)$  использовались уравнения работы [11]. Последние решались совместно с уравнениями системы (3), причем бесконечная цепочка уравнений из [11] обрывалась на некотором конечном числе мод. Примененное разложение по модам, связанным с источником, позволяло ограничиться небольшим (4—8) числом мод.

Амплитуда поля вигглера  $a_w(z)$  была выбрана линейной функцией  $z$  (подобная зависимость позволяет поддерживать достаточно высокий градиент ускорения). При заданной зависимости  $a_w(z)$  шаг вигглера определялся из условий резонанса, а резонансная энергия  $\gamma_r$  из решения уравнения

$$\frac{d\gamma_r}{dz} = -k \frac{a_w(z) a_s(z)}{\gamma_r} \sin \psi_r, \quad (7)$$

где  $\psi_r$  — резонансная фаза, на которой производится ускорение.

Для однозначного определения решения необходимо задать начальные условия на входе ускорителя ( $z=0$ ). Для частиц эти условия свелись к следующему:  $N_p$  частиц распределилось по фазе равномерно на интервале  $(-\pi, \pi)$ , по энергии  $\gamma$ , поперечным координатам  $x\alpha$  и импульсу  $\gamma\beta_\perp$ , согласно нормальному закону со средними  $\gamma_0, 0, 0$  и дисперсиями  $\Delta\gamma, r_b, \epsilon_N/(\pi r_b)$  соответственно, где  $r_b$  — радиус пучка электронов,  $\epsilon_N$  — нормированный эмиттанс,  $\Delta\gamma$  — энергетический разброс; был также задан полный ток пучка электронов. Поле лазерного излучения задавалось одной гауссовой модой с определенными полным потоком энергии, релеевской длиной и положением фокуса относительно начала ускорителя.

Моделирование свелось к численному интегрированию системы (3) для  $N_p$  частиц и уравнений для  $b_m(z)$  из работы [11] при описанных начальных условиях. Для контроля точности вычислений использовался закон сохранения энергии, который в данном случае может быть записан через амплитуды мод в следующем виде:

$$\frac{r_s^2}{\lambda^2} \sum_{m=0}^{\infty} |b_m|^2 + 1.188I \text{ (кА)} (\langle \gamma \rangle - \langle \gamma_0 \rangle) = \text{const.} \quad (7a)$$

За счет выбора числа мод и шага интегрирования при моделировании это равенство выполнялось с относительной ошибкой  $\sim 10^{-3}$ , причем пучку электронов передавалось 10—30 % энергии.

Конкретные значения параметров, использованных при моделировании, приведены в таблице.

### Результаты моделирования

Обсуждение результатов мы проведем на основе рассмотрения поведения важнейших для практики параметров ускорителя  $\gamma_{\text{max}}$  — энергии в максимуме функции распределения ускоренных электронов,  $\Delta\gamma$  — энергетического разброса,  $\Delta\psi$  — разброса по фазе,  $\eta$  — эффективности захвата,  $\epsilon_N$  — нормированного эмиттанса, радиусов пучков ускоренных и неускоренных электронов.

Известно [5], что основные параметры ускоренных электронов в ОЛСЭ определяются значением резонансной фазы  $\psi_r$ , на которой происходит ускорение. Чтобы ускорение в ОЛСЭ было вообще возможно, необходимо, чтобы  $\psi_r < 0$ ; если  $\psi_r < -(\pi/2)$ , то хотя ускорение электронов имеет место, но их движение в ускорителе неустойчиво. В связи с этим основные характеристики ОЛСЭ мы будем представлять в виде функций от  $\psi_r$  в интервале  $-(\pi/2)$ , 0.

Результаты моделирования зависят от того, куда был сфокусирован лазерный пучок. В данной работе не ставилось целью провести тщательное исследование этой зависимости. Было рассмотрено всего три случая:  $z_F=0.25L$ ,  $0.5L$ ,  $0.75L$  ( $z_F$  — координата фокуса от начала вигглера,  $L$  — длина вигглера). На рис. 1 проведена зависимость  $\gamma_{\max}$  и  $\eta$  от  $\psi_r$  для трех упомянутых случаев. Для  $z_F=50$  и 75 см величины  $\gamma_{\max}$ ,  $\eta$  практически не отличаются, хотя эффективность захвата несколько ниже для  $z_F=50$  см. Хуже ситуация, когда  $z_F=25$  см, здесь  $\gamma_{\max}$  и  $\eta$  ниже по сравнению с двумя предыдущими случаями. Этот эффект определяется в данном случае в основном большими пространственными градиентами лазерного поля в начале ускорителя. При соизмеримости поперечных размеров лазерного пучка и пучка электронов периферийные электроны оказывались в существенно неоднородном поле. Поскольку это поле формируется волнами с наклонными волновыми векторами, то условие резонанса здесь выполнено плохо, кроме этого, из-за уменьшения амплитуды лазерного поля на периферии глубины пондеромоторного потенциала меньше, что и приводило к уменьшению вероятности захвата величины приращения энергии перифе-

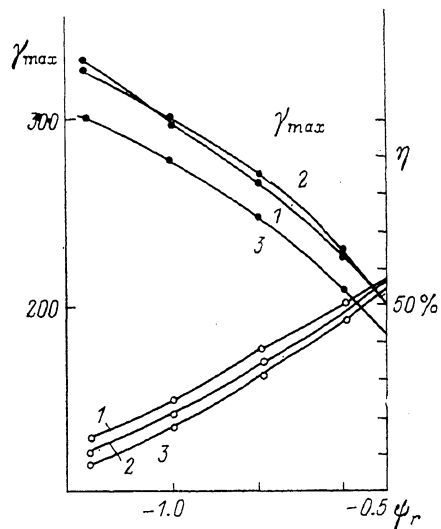


Рис. 1. Зависимость  $\gamma_{\max}$ ,  $\eta$  от  $\psi_r$ .  $I = 1$  кА,  $N_p = 100$ ;  $z_F$ , см: 1 — 75, 2 — 50, 3 — 25.

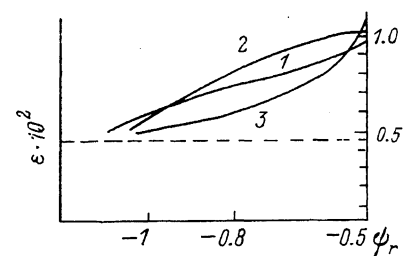


Рис. 2. Эмиттанс как функция  $\psi_r$ .

$I = 1$  кА,  $N_p = 100$ ;  $z_F$ , см: 1 — 75, 2 — 25, 3 — 50; штриховая линия — начальное значение эмиттанса.

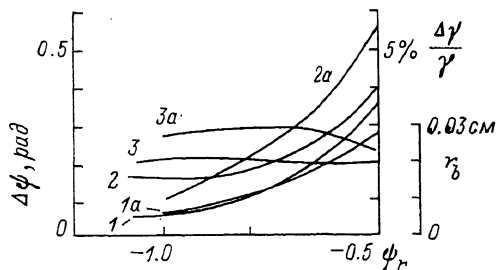


Рис. 3. Зависимость  $(\Delta\gamma)/\gamma$ ,  $\Delta\psi$  и  $r_b$  от  $\psi_r$ .

$I = 1$  кА,  $N_p = 100$ ;  $z_F$ , см: 1—3 — 75, 1a—3a — 25.

риальных электронов и как следствие, к отмеченному эффекту в параметрах электронов на выходе ускорителя. В случаях  $z_F=0.5$  и  $0.75$  влияние неоднородностей лазерного поля ослаблено, поскольку электроны успевают ускориться, а радиус пучка ускоренных электронов уменьшиться (см. ниже) до подхода электронов к перетяжке лазерного пучка.

Характерным является падение эффективности захвата с ростом модуля резонансной фазы. Это связано с тем, что глубина пондеромоторного потенциала уменьшается и область, в которую захватываются частицы, сужается

по  $\psi$ , что, естественно, при однородном начальном распределении по  $\psi$  должно приводить к уменьшению  $\eta$ .

Важнейшим параметром пучка ускоренных электронов является эмиттанс. На рис. 2 приведено его значение для трех случаев (штриховая линия начальное значение эмиттанса). Разброс по энергии, фазе и среднеквадратичный радиус пучка ускоренных электронов приведены на рис. 3.

Падающая зависимость  $(\Delta\gamma)/\gamma$  (кривая 1) и  $\Delta\psi$  (кривая 2) объясняются уменьшением глубины и ширины ямы эффективного потенциала, в которую захватываются ускоряемые электроны. Поведение радиуса пучка (кривая 3) существенно определяется двумя факторами: электростатическим расталкиванием электронов и фокусировкой спирального вогглера. То, что при ускорении

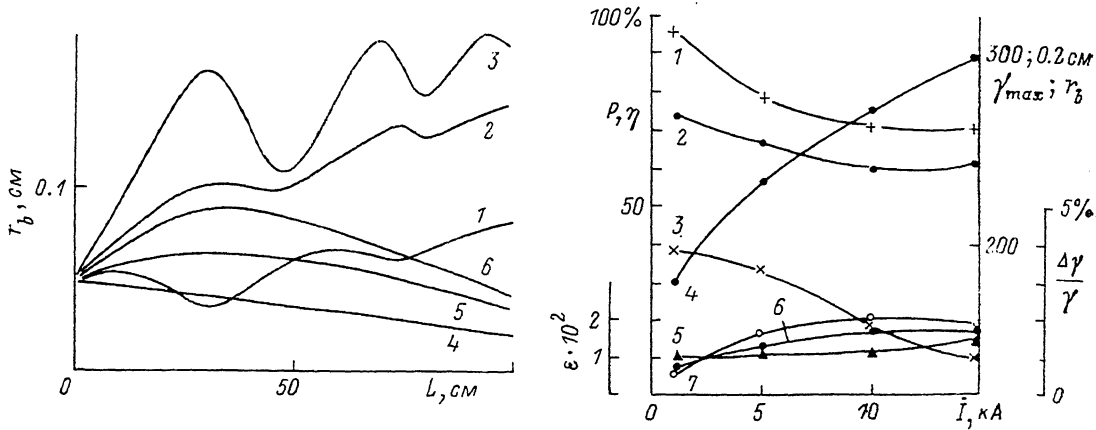


Рис. 4. Зависимость радиуса пучка неускоренных (1—3) и ускоренных (4—6) электронов от  $z$ .

$\psi_r = -0.8$ ,  $N_p = 100$ ; входной ток, кА: 1, 4 — 1; 2, 5 — 5; 3, 6 — 10.

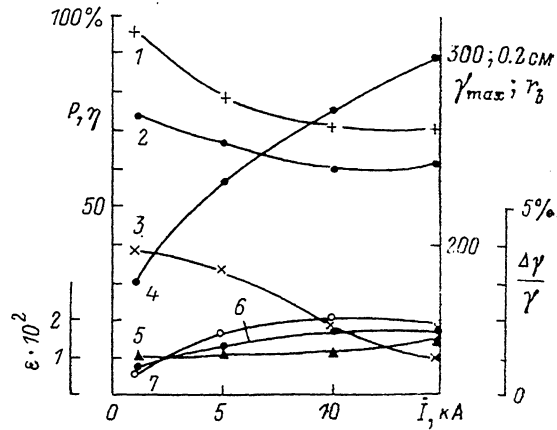


Рис. 5. Зависимость параметров пучка на выходе ОЛСЭ от тока инжектированных электронов.

$\psi_r = -0.8$ ; 1 — остаточная мощность лазерного пучка, 2 —  $\gamma_{\max}$ , 3 —  $\eta$ , 4 —  $r_b$  для неускоренных электронов, 5 — разброс по энергии, 6 —  $r_b$  ускоренных электронов, 7 — эмиттанс.

в спиральном вогглере радиус пучка ускоренных электронов будет уменьшаться, можно видеть из анализа уравнений системы (3). Если пренебречь электростатическим расталкиванием, то уравнение, описывающее поперечное движение, есть

$$\frac{d^2 x_\alpha}{dz^2} + \frac{k_w^2 a_w^2}{2\gamma^2} x_\alpha - \frac{k}{\gamma^2} a_w a_s \sin \psi \frac{dx_\alpha}{dz} = 0. \quad (8)$$

В ЛСЭ  $\sin \psi > 0$  и бетатронные колебания могут раскачиваться, а радиус пучка увеличиваться. В ОЛСЭ  $\sin \psi < 0$  и будут происходить затухание бетатронных колебаний и сжатие пучка. Силы, связанные с собственными полями пучка, наоборот, стремятся расширить пучок. Обе силы зависят от энергии: сжимающая  $\sim 1/\gamma$ , сила, связанная с собственным зарядом пучка,  $\sim 1/\gamma^2$ . В ОЛСЭ исходный пучок разделится на два подансамбля ускоренных и неускоренных электронов. Для неускоренных электронов при токе больше 1 кА преобладают силы расталкивания (рис. 4), в то время как для ускоренных электронов увеличение энергии, по мере того как электрон проходит через ОЛСЭ, приводит к подавлению кулоновского расталкивания фокусирующим полем вогглера (рис. 4). Для больших токов вначале преобладает расталкивание, радиус пучков возрастает, но затем по мере ускорения электронов происходит сжатие пучка. Радиус пучка неускоренных электронов не только растет ( $I > 1$  кА), но и совершает ряд колебаний. Последние не сводятся к бетатронным колебаниям, поскольку для параметров вогглера и энергии электронов, использованных при моделировании, период бетатронных колебаний  $\sim 300$  см, т. е. больше длины ускорителя. Эти колебания обусловлены последним членом в уравнении (8).

На рис. 5 приведена зависимость параметров пучка на выходе ускорителя от величины тока при фиксированной резонансной фазе  $\psi_r = -0.5$ . Радиус пучка неускоренных электронов растет достаточно быстро, достигая при токе 10 кА величины 2 мм. Для ускоренных частиц также наблюдается слабый рост радиуса. Энергия в максимуме распределения ускоренных электронов падает с ростом тока (кривая 2). Основная причина падения — истощение лазерного пучка (кривая 1). Истощение замедляется с ростом тока как следствие уменьшения вероятности захвата электронов в яму пондеромоторной волны (кривая 3), это приводит также к ослаблению падения  $\gamma_{\max}$ . Разброс по энергии ( $\Delta\gamma/\gamma$ ) определяется в основном глубиной пондеромоторного потенциала и при заданной резонансной фазе слабо зависит от тока (кривая 5). При увеличении тока пучка наблюдается рост эмиттанса (примерно в 4 раза при росте тока с 1 до 10 кА).

Сравнение величин параметров ( $\Delta\gamma/\gamma$ ,  $\Delta\psi$  для трехмерной и одномерной моделей обнаруживает их небольшое различие в диапазоне нескольких процентов. Этого следовало ожидать, поскольку величины этих параметров определяются в основном глубиной пондеромоторного пртенциала, которая в условиях, когда радиус электронного пучка меньше лазерного, мало меняется при переходе от одномерного случая к трехмерному. Однако эффективность захвата обнаруживает разное поведение в зависимости от тока пучка (особенно при токах  $> 1$  кА). В трехмерной модели имеет место падение  $\eta$  с ростом тока (рис. 5). Такое поведение связано с учетом в трехмерной модели эффектов кулоновского расталкивания, приводящим к изменению вероятности захвата электронов на начальном отрезке ускорителя, когда энергия их еще мала.

Параметры вигглера  $a_w(z)$ ,  $\lambda_w(z)$ , на котором можно реализовать ускоритель, приведены на рис. 6. Для сильноточных пучков  $\lambda_w(z)$  определяется самоогласованно при решении полной задачи об ОЛСЭ с учетом дифракции, истощения лазерного пучка, эффекта собственного заряда.

В приведенном выше описании результатов моделирования предполагалось, что вигглер идеальный. В действительности точность его изготовления конечна. Последняя моделировалась введением случайных отклонений  $\Delta a_w(z)$ ,  $\Delta \lambda_w(z)$  и  $\Delta R(z)$  (смещение центра симметрии вигглера относительно общей оси симметрии). Если выбрать в качестве критерия допустимых отклонений уменьшение эффективности ( $\eta$ ) в два раза и увеличение  $\epsilon_N$  в 1.5, то моделирование с возмущенным вигглером позволяет получить следующие ограничения для среднеквадратичных величин:

$$\frac{\Delta a_w}{a_w} \approx \frac{\Delta H}{H} < 1\%, \quad \frac{\Delta \lambda_w}{\lambda_w} < 1.5\%, \quad \Delta R < 0.2 \text{ мм.}$$

### Заключение

1. В работе показано, что в ОЛСЭ со спиральным вигглером можно с эффективностью 30 % ускорить электроны от 10 до 130 МэВ на длине ускорения  $\sim 1$  м при мощности  $\text{CO}_2$  лазера  $\sim 1$  ТВт. При этом энергетический разброс не превосходит 1 %, разброс по фазе  $\sim 0.15$  рад, нормированный эмиттанс на выходе  $\sim 0.6 \cdot 10^{-2}$  см $\cdot$ рад при входном  $0.45 \cdot 10^{-2}$  см $\cdot$ рад. Все параметры выходного пучка существенно зависят от резонансной фазы.

2. Радиус пучка ускоренных электронов монотонно уменьшается как функция продольной координаты от 0.5 до 0.2 мм и зависит от тока пучка, точки фокусировки лазерного излучения и резонансной фазы.

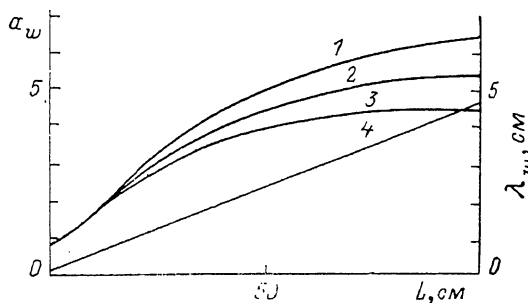


Рис. 6. Зависимость параметров вигглера от  $z$ .  $\psi_r = -0.8$ ; 1—3 —  $\lambda_w(z)$  для входных токов 1, 3, 9 кА соответственно; 4 —  $a_w(z)$ .

3. При увеличении тока наблюдается падение  $\gamma_{\text{пик}}$  (источение лазерного пучка) и эффективности захвата, а также рост радиуса пучка ускоренных электронов, увеличения эмиттанса, вместе с тем  $(\Delta\gamma)/\gamma$  и  $\Delta\phi$  остаются практически неизменными.

4. При эффективности  $\sim 30\%$  средний ток ускоренного пучка меньше входного, однако благодаря уменьшению радиуса пучка электронов плотность тока возрастает (для условий моделирования с  $1.3 \cdot 10^5$  до  $2.4 \cdot 10^5$  А/см<sup>2</sup>). Из-за сжатия пучка по продольной фазе пиковая плотность тока будет на порядок выше средней.

6. Допустимый разброс при изготовлении вигглера должен удовлетворять следующим ограничениям:  $(\Delta H)/H < 1\%$ ,  $(\Delta\lambda_w)/\lambda_w < 1.5\%$ ,  $\Delta R < 0.2$  мм. Рассмотренный пример показывает возможность ускорения с помощью ОЛЭС килоамперных пучков электронов с эффективностью, существенно превосходящей эффективность ускорения в индукционных и сильноточных радиочастотных ускорителях.

Авторы выражают благодарность профессору В. Г. Барышевскому за поддержку и интерес к работе.

#### Список литературы

- [1] *Pellegrini C.* // Proc. AIP conf. «Laser Acceleration of Particles». New York, 1982. N 91. P. 179—189.
- [2] *Аматуни А. В., Лазнев Э. М., Нагорный Г. А.* // Физика элементарных частиц и атомного ядра. Т. 20. N 5. С. 1246—1286.
- [3] *Palmer R. B.* // J. Appl. Phys. 1972. Vol. 43. N 9. P. 3014—3023.
- [4] *Courant E. D., Pellegrini C., Zakowich W.* // Phys. Rev. A. 1985. Vol. 32. N 5. P. 2813—2823.
- [5] *Sprengle P., Tang C. M.* // IEEE Trans. on Nucl. Sci. 1981. Vol. NS-28. N 3. P. 3346—3350.
- [6] *Cutolo A., Carlomusto L., Solimono S.* // Nucl. Instr. Meth. 1989. Vol. A272. N 1, 2. P. 348—350.
- [7] *Roberson C. W., Sprengle P.* // Phys. Fluids. 1989. Vol. 1. N 1. P. 3—42.
- [8] *Li-Hua Yu., Krinsky S.* // Phys. Lett. A. 1988. Vol. 129A. N 8, 9. P. 483—469.
- [9] *Маршалл Т.* Лазеры на свободных электронах. М.: Мир, 1987. 240 с.
- [10] *Kroll N. M., Morton P., Rosenbluth M. R.* // IEEE J. Quant. Electr. 1981. Vol. OE-17. N 8. P. 1436—1468.
- [11] *Sprengle P., Ting A., Tang C. M.* // Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 59. N 2. P. 202—206.
- [12] *Steinberg B. Z., Gover A., Ruschin S.* // Phys. Rev. A. 1987. Vol. 36. N 1. P. 147—163.

Научно-исследовательский институт  
ядерных проблем  
при Белорусском государственном  
университете  
им. В. И. Ленина  
Минск

Поступило в Редакцию  
26 января 1990 г.  
В окончательной редакции  
2 декабря 1990 г.