

# О лазерно-плазменном ускорении поляризованных электронов до энергий в несколько ТэВ

Д.В.Пугачёва, Н.Е.Андреев

*Исследован процесс многостадийного ускорения поляризованных электронов в кильватерном поле релятивистского фемтосекундного лазерного импульса. Продемонстрирован основной механизм роста эмиттанса бесконечно короткого пучка электронов при умеренно нелинейном режиме лазерно-плазменного ускорения. Определены основные условия подбора начальных параметров сгустка электронов, позволяющие минимизировать перемешивание фаз бетатронных колебаний частиц в срезе пучка и рост эмиттанса в процессе ускорения. Изучен метод плавного ввода электронного сгустка в ускорительную стадию и плавного вывода его из нее, позволяющий сохранить основные характеристики пучка, такие как эмиттанс и поляризация, для дальнейшей транспортировки и ускорения частиц. Проведено исследование влияния силы радиационного трения и механизма радиационной поляризации на процесс деполяризации частиц при ускорении до энергий  $\sim 4$  ТэВ в модельных полях, характерных для умеренно нелинейного и сильно нелинейного режимов лазерно-плазменного ускорения.*

**Ключевые слова:** радиационная поляризация, прецессия спина, лазерно-плазменное ускорение, многостадийное ускорение, динамика эмиттанса.

## 1. Введение

Градиенты ускорения, достигаемые с помощью методов лазерно-плазменного ускорения, имеют величину порядка 100 ГэВ/м и существенно превышают те, которые можно получить в радиочастотных ускорителях [1–4], что дает возможность построить на основе этих методов компактные ускорители заряженных частиц. Такие ускорители могут найти широкое применение в науке, медицине и в индустрии. Например, предлагается использовать новый тип ускорителей в экспериментах по физике высоких энергий, для которых необходимы моноэнергетические пучки заряженных частиц с энергией в несколько ТэВ, малым эмиттансом и заданной поляризацией спина [5]. Одна из схем электрон-позитронного коллайдера на основе лазерно-плазменного ускорения, позволяющая получать частицы с подобными характеристиками, предполагает объединение около 100 отдельных ускорительных ступеней с набором энергии  $\sim 10$  ГэВ на каждой из них [6]. Для других практических приложений, таких как создание лазера на свободных электронах, новейшего детектора для экспериментов в области физики высоких энергий или получения рентгеновских изображений с фазовым контрастом, также требуются пучки частиц высокого качества с энергией  $\sim 5$  ГэВ [7–9], поэтому сохранение исходных характеристик пучка в процессе лазерно-плазменного ускорения является актуальной и важной задачей.

Отдельную сложность представляют процессы инжекции пучка частиц в ускоритель и вывода их из него, поскольку неадиабатическое изменение сил на границе плаз-

мы может привести к значительному росту эмиттанса пучка [10, 11], а также повлиять на поляризацию частиц. Исследование процесса деполяризации особенно важно при многостадийном ускорении электронов до больших энергий, поскольку в экспериментах по физике высоких энергий сечение рассеяния частиц зависит от ориентации спинов в пучке [12, 13].

При лазерно-плазменном ускорении с энергиями частиц в несколько ТэВ на динамику характеристик сгустка могут оказывать значительное влияние различные эффекты, связанные с бетатронным излучением частицы [14–16]. В работе [15] проведено моделирование ускорения электрона в модельных полях, характерных для различных режимов лазерно-плазменного ускорения, с учетом классической силы радиационного трения, записанной в форме Ландау–Лифшица. Продемонстрировано влияние силы торможения на набор энергии и деполяризацию при ускорении частиц в умеренно нелинейном режиме и режиме плазменного пузыря (bubble-режиме).

При длительной циркуляции неполяризованных электронов в поле накопительного кольца их спины в результате синхротронного излучения ориентируются в направлении, противоположном направлению магнитного поля. Этот эффект самополяризации релятивистских заряженных частиц при их продолжительном движении в однородном постоянном магнитном поле впервые был предсказан А.А.Соколовым и И.М.Терновым в 1963 году [17], а его кинетика определяется характерным временем поляризации (в секундах) [18–20]

$$\tilde{T} = \frac{10^{-7}}{E_e^2 E_{acc}^3}, \quad (1)$$

где  $E_e$  взято в ГэВ, а  $E_{acc}$  – в ТВ/м. Для электронов с энергией  $E_e = 500$  ГэВ – 2 ТэВ в ускоряющем поле  $E_{acc} = 100$  ГэВ/м время (1) лежит в диапазоне 400–25 пс, а время взаимодействия частицы с полем при ускорении от 500 МэВ до 4 ТэВ многократно превышает эти значения и составляет  $\sim 13$  мкс, поэтому в случае многостадийного

Д.В.Пугачёва, Н.Е.Андреев. Объединенный институт высоких температур РАН, Россия, 125412 Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2; Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Россия, Московская обл., 141701 Долгопрудный, Институтский пер., 9; e-mail: sedyakina.d@gmail.com

ускорения целесообразно исследовать не только влияние силы торможения на деполяризацию, но и вклад радиационной поляризации.

В настоящей работе изучается механизм роста эмиттанса пучка электронов в кильватерном поле, генерируемом релятивистским фемтосекундным лазерным импульсом в плазменном канале, при умеренно нелинейном режиме ускорения до энергии  $\sim 8$  ГэВ, а также предлагаются способы минимизации роста величины эмиттанса. Исследуются процессы плавных ввода и вывода пучка электронов с сохранением как эмиттанса, так и деполяризации. Динамика спина на одной отдельной стадии оценивалась с помощью ТБМТ-уравнения [21] без учета влияния эффекта Соколова–Тернова, поскольку характерное время радиационной поляризации, возникающей вследствие взаимодействия спина частицы с полем излучения, в кильватерных полях для электрона с энергией около нескольких ГэВ оказывается на несколько порядков больше времени взаимодействия частицы с ускоряющими и фокусирующими полями [18].

При исследовании процесса ускорения поляризованного электрона до 4 ТэВ в модельных полях, характерных для различных режимов ускорения, динамика спина изучалась с учетом силы радиационного трения и вклада радиационной поляризации с использованием квазиклассического обобщенного ТБМТ-уравнения [19, 20], включающего в себя добавки, обусловленные взаимодействием спина электрона с полем излученного фотона.

## 2. Динамика эмиттанса в кильватерном поле

Электронный пучок при ускорении в кильватерном поле лазерного импульса движется под действием фокусирующей силы  $F_r$  и ускоряющей силы  $F_z$ , которые определяются кильватерным потенциалом  $\phi$  как [22]

$$F_r = E_r - B_\phi = \frac{\partial \phi}{\partial \rho}, \quad F_z = E_z = \frac{\partial \phi}{\partial \xi} \quad (2)$$

в безразмерных переменных

$$\rho = k_p r, \quad \xi = k_p(z - ct), \quad (3)$$

где  $\phi$  нормировано на  $mc^2/e$ ;  $E_r$ ,  $E_z$ ,  $B_\phi$  – электрические и магнитная компоненты кильватерного поля, нормированные на  $mc\omega_p/e$ ;  $e$  – заряд электрона;  $c$  – скорость света;  $m$  – масса электрона;  $\omega_p$  – плазменная частота;  $k_p = \omega_p/c$ . Уравнения движения релятивистского электрона можно записать в виде

$$\frac{d\mathbf{u}}{d\zeta} = \frac{1}{\beta_z}(\nabla\phi + \mathbf{F}_{\text{rad}}), \quad (4)$$

$$\frac{d\xi}{d\zeta} = 1 - \frac{1}{\beta_z}, \quad \frac{dx}{d\zeta} = \frac{u_x}{u_z}, \quad \frac{dy}{d\zeta} = \frac{u_y}{u_z},$$

где  $\mathbf{F}_{\text{rad}}$  – сила радиационного трения [23];  $\mathbf{u} = \mathbf{p}/(mc)$  – нормированный импульс частицы;  $\zeta = k_p z$ ;  $x, y$  – координаты в поперечной плоскости;  $\beta_z = u_z/\gamma$  – безразмерная компонента скорости;  $\gamma = \sqrt{1 + u^2}$  – гамма-фактор частицы.

Рассмотрим динамику характеристик сгустка частиц при умеренно нелинейном режиме лазерно-плазменного ускорения. В квазистатическом приближении в случае

«широкого» (по сравнению с длиной  $1/k_p$ ) лазерного импульса эволюцию генерируемого кильватерного поля можно описать выражением [22]

$$\left[ (\Delta_{\perp\rho} - v_0) \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} - \frac{\partial \ln v_0}{\partial \rho} \frac{\partial^3}{\partial \rho \partial \xi^2} + v_0 \Delta_{\perp\rho} \right] \phi - \frac{v_0^2}{2} \left[ 1 - \frac{1 + |a|^2/2}{(1 + \phi)^2} \right] = v_0 \Delta_{\perp\rho} \frac{|a|^2}{4}, \quad (5)$$

где  $v_0 = n_0(\rho, \xi)/n_{e0}$ ;  $n_0$  – начальное распределение концентрации электронов в плазменном канале;  $n_{e0}$  – начальная концентрация электронов на оси канала. Распространение лазерного излучения с учетом цилиндрической симметрии описывалось уравнениями Максвелла для безразмерной комплексной огибающей лазерного импульса  $a(\rho, \xi, \zeta) = eE_{\text{las}}/(mc\omega_0)$  [22], где  $\omega_0$  – частота лазерного импульса. В нашей работе ускорение электронных пучков рассматривается в поле кильватерной волны, генерируемой интенсивным лазерным импульсом в плазменном канале с параболическим радиальным профилем концентрации плазмы [24]:

$$n_e = n_{e0} \left[ 1 + \left( \frac{r}{R_{\text{ch}}} \right)^2 \right], \quad (6)$$

где  $R_{\text{ch}}$  – радиус канала. Для моделирования была взята концентрация электронов на оси плазменного канала  $n_{e0} = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , что соответствует  $k_p = 0.0595 \text{ мкм}^{-1}$ , гамма-фактору фазовой скорости кильватерной волны  $\gamma_{\text{ph}} = 132$  и длине дефазировки в линейном пределе  $L_{\text{ph}} = \lambda_0 \gamma_{\text{ph}}^3 \approx 180 \text{ см}$ .

Лазерный импульс на входе в канал имел гауссов профиль со следующими параметрами:

$$a_0 = 1.4, \quad t_0 \omega_p = 1, \quad r_0 k_p = 5.3 \quad (7)$$

( $a_0$  – нормированный вектор-потенциал), что соответствует длительности импульса  $t_0 = 56 \text{ фс}$ , радиусу фокального пятна  $r_0 = 89 \text{ мкм}$ , интенсивности  $I_0 \approx 4 \times 10^{18} \text{ Вт/см}^2$  и пиковой мощности  $P \approx 530 \text{ ТВт}$  ( $P_{\text{cr}} \approx 0.0174 \text{ ТВт} (\omega_0/\omega_p)^2 \approx 303 \text{ ТВт}$ ) при длине волны  $\lambda_0 = 0.8 \text{ мкм}$ . Для частичной компенсации релятивистской и пондеромоторной нелинейностей длительность лазерного импульса была выбрана меньше резонансной длительности  $t_r \approx \pi/\omega_p$  [25]. Радиус плазменного канала был выбран с учетом процессов самофокусировки немногим больше согласованного (в линейном приближении) радиуса  $R_{\text{ch}} = 236.34 \text{ мкм}$  и составил  $305.1 \text{ мкм}$  [26].

Выбранные параметры лазерного импульса и плазмы могут быть использованы для исследования процесса ускорения на отдельной ускорительной ступени лазерно-плазменного коллайдера, на которой максимальный прирост энергии составит  $\sim 10 \text{ ГэВ}$  на длине ускорения  $90 \text{ см}$  для электронов и  $\sim 5 \text{ ГэВ}$  на длине  $50 \text{ см}$  для позитронов [27].

Рассмотрим ускорение моноэнергетических бесконечно коротких электронных сгустков с начальной энергией  $E_{\text{inj}} = 67.5 \text{ МэВ}$  в отсутствие силы радиационного трения, т. к. при энергиях порядка  $10 \text{ ГэВ}$  ее влияние на процесс ускорения сгустка мало [14, 15]. Все частицы были инжектированы в окрестность максимума ускоряющей силы с одинаковой продольной координатой  $\xi$  и имели гауссово поперечное распределение с различными характерными

радиусами и импульсами. В одном случае все сгустки имели одинаковый начальный радиус  $r_b = r_i = 2.1$  мкм ( $r_b k_p = 0.125$ ) и различные начальные эмиттансы:  $\epsilon_{xn}^{(0)} = 0.1, 0.34$  и  $0.82$  мм·мрад, где  $\epsilon_{xn}^{(0)} = \epsilon_{yn}^{(0)} = \epsilon_n^{(0)}/2$ , а в другом – одинаковый начальный эмиттанс  $\epsilon_{xn}^{(0)} = 0.34$  мм·мрад и различные начальные радиусы:  $r_i = 1, 2.1$  и  $4.2$  мкм. Параметры  $\epsilon_{xn}^{(0)} = 0.34$  мм·мрад и  $r_i = r_{bm} = 2.1$  мкм являются согласованными по фокусирующей силе в точке инжекции [28, 29], что приводит к практически полному отсутствию осцилляций радиуса сгустка, вызванных бетатронными колебаниями частиц. Модулирующие медленные (относительно бетатронных) колебания радиуса обусловлены нелинейной динамикой лазерного импульса в канале и, как следствие, нестационарностью фокусирующих ( $F_r = \alpha(\rho, \xi, \zeta)\rho$ ) и ускоряющих ( $F_z = F_z(\rho, \xi, \zeta)$ ) сил (рис. 1 и 2). Среднеквадратичный радиус при этом уменьшается с ростом энергии, и его изменение, при известной динамике безразмерной бетатронной частоты  $\Omega$ , можно описать выражением [29]

$$r_b = r_i \left[ \frac{\gamma_0 \Omega_0}{\gamma(\zeta) \Omega(\zeta)} \right]^{1/2}, \tag{8}$$

где  $\Omega_0$  и  $\gamma_0$  – начальные значения бетатронной частоты и гамма-фактора электронов.

В остальных несогласованных случаях радиус будет осциллировать в диапазоне значений, определяемом  $r_i$  и  $r_{bm}^2/r_i(r_{bm}^2 = \epsilon_n^{(0)} k_p / (\gamma_0 \Omega_0))$  [28] (рис. 1 и 2), нижняя и верхняя огибающие колебаний при этом будут изменяться согласно (8) с соответствующим  $r_i$  ( $r_i$  или  $r_{bm}^2/r_i$ ). На рис. 2 пунктирные линии демонстрируют динамику (8) радиуса согласованного сгустка с  $\epsilon_{xn}^{(0)} = 0.34$  мм·мрад и  $r_i = 2.1$  мкм, а также динамику огибающих несогласованных сгустков с таким же эмиттансом, но с  $r_i = 1$  или  $4.2$  мкм. Динамика  $\Omega$  для (8) была взята на расстоянии  $0.1/k_p$  от оси из результатов самосогласованного моделирования с параметрами, описанными выше.

Эмиттанс бесконечно короткого электронного сгустка при адиабатическом изменении ускоряющих и фокусирующих полей в линейной фокусирующей силе и постоянной по радиусу ускоряющей силе должен сохраняться как в согласованном, так и в несогласованном случае [30]. Однако, как показывают рис. 3 и 4, рост этого эмиттанса наблюдается практически во всех несогласованных слу-

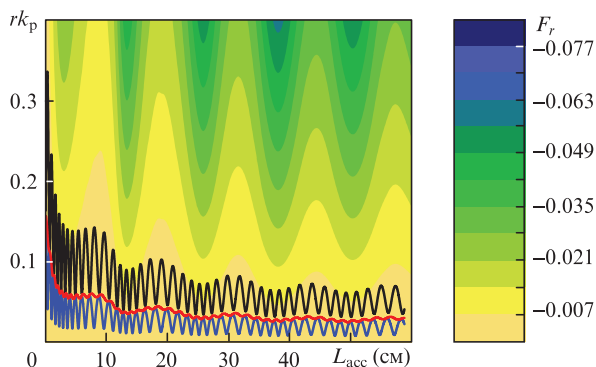


Рис. 1. Зависимости среднего радиуса пучков электронов с начальными радиусом  $r_b = 2.1$  мкм и энергией  $E_{inj} = 67.5$  МэВ от длины ускорения (кривые), а также двумерное распределение величины фокусирующей силы (цветовая шкала). Синяя кривая соответствует случаю ускорения пучка с несогласованным начальным эмиттансом  $\epsilon_{xn}^{(0)} = 0.1$  мм·мрад, красная – с согласованным  $\epsilon_{xn}^{(0)} = 0.34$  мм·мрад, черная – с несогласованным  $\epsilon_{xn}^{(0)} = 0.82$  мм·мрад.

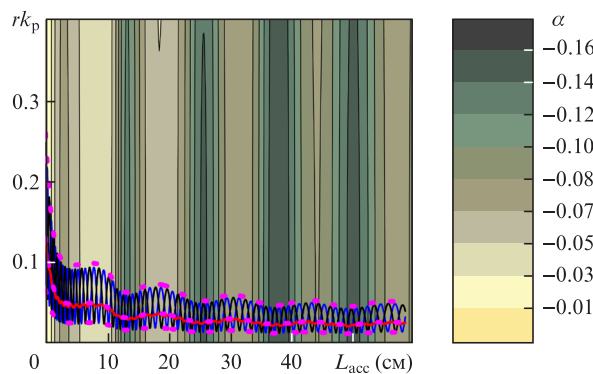


Рис. 2. Зависимости среднего радиуса пучков электронов с начальными эмиттансом  $\epsilon_{xn}^{(0)} = 0.34$  мм·мрад и энергией  $E_{inj} = 67.5$  МэВ от длины ускорения (кривые), а также двумерное распределение параметра  $\alpha$  фокусирующей силы (цветовая шкала). Синяя кривая соответствует случаю ускорения пучка с несогласованным начальным радиусом  $r_b = 1$  мкм, красная – с согласованным  $r_b = 2.1$  мкм, черная – с несогласованным  $r_b = 4.2$  мкм, розовые пунктирные кривые – значения, полученные по формуле (8) для  $r_i = 1, 2.1$  и  $4.2$  мкм.

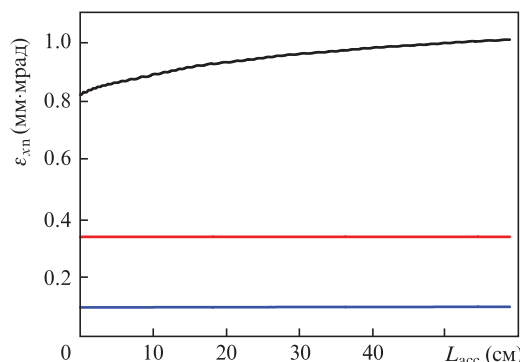


Рис. 3. Зависимости эмиттанса  $\epsilon_{xn}$  пучков электронов с начальными радиусом  $r_b = 2.1$  мкм и энергией  $E_{inj} = 67.5$  МэВ от длины ускорения. Синяя кривая соответствует случаю ускорения пучка с несогласованным начальным эмиттансом  $\epsilon_{xn}^{(0)} = 0.1$  мм·мрад, красная – с согласованным  $\epsilon_{xn}^{(0)} = 0.34$  мм·мрад, черная – с несогласованным  $\epsilon_{xn}^{(0)} = 0.82$  мм·мрад.

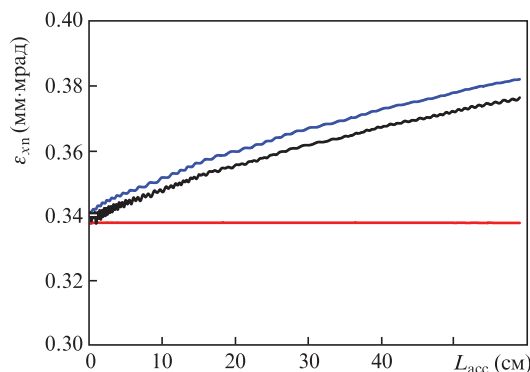


Рис. 4. Зависимости эмиттанса пучков электронов с начальными эмиттансом  $\epsilon_{xn}^{(0)} = 0.34$  мм·мрад и энергией  $E_{inj} = 67.5$  МэВ от длины ускорения. Синяя кривая соответствует случаю ускорения пучка с несогласованным начальным радиусом  $r_b = 1$  мкм, красная – с согласованным  $r_b = 2.1$  мкм, черная – с несогласованным  $r_b = 4.2$  мкм.

чаях, что означает перемешивание фаз колебаний электронов сгустка и нарушение одного или нескольких условий, указанных выше.

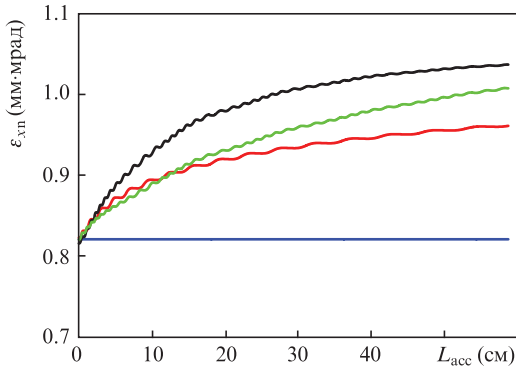


Рис.5. Зависимости эмиттанса сгустка электронов с начальным радиусом  $r_b = 2.1$  мкм, энергией  $E_{inj} = 67.5$  МэВ и несогласованным начальным эмиттансом  $\epsilon_{xn}^{(0)} = 0.82$  мм·мрад от длины ускорения при различных фокусирующих и ускоряющих силах. Синяя кривая соответствует линейной стационарной фокусирующей силе и однородной постоянной ускоряющей силе, красная – стационарной нелинейной фокусирующей силе и однородной постоянной ускоряющей силе, черная – нестационарной нелинейной фокусирующей силе и однородной постоянной ускоряющей силе, зеленая кривая – результат самосогласованного моделирования (все силы нестационарны и нелинейны по радиусу).

На рис.5 представлена динамика эмиттанса бесконечно короткого электронного сгустка с начальными параметрами  $\epsilon_{xn}^{(0)} = 0.82$  мм·мрад и  $r_b = 2.1$  мкм в различных модельных полях и при самосогласованном моделировании. Синяя кривая соответствует случаю ускорения сгустка под действием постоянной однородной ускоряющей силы и линейной фокусирующей силы, характерные значения которых найдены путем усреднения сил, действующих на отдельные частицы, на всей длине кильватерного ускорения. Красная кривая показывает динамику эмиттанса при однородной постоянной ускоряющей силе и нелинейной постоянной фокусирующей силе, значения которой на разных расстояниях от оси были взяты при длине ускорения  $L_{acc} = 30$  см. В случае, который описывается черной кривой, динамика фокусирующей силы получена из результатов моделирования при указанных выше параметрах, а ускоряющая сила является постоянной и однородной. Зеленая кривая показывает динамику эмиттанса в расчетных полях и соответствует черной кривой на рис.3.

Из рис.5 видно, что наибольший вклад в рост эмиттанса при заданных параметрах вносит нелинейность фокусирующей силы по радиусу, и механизм перемешива-

ния фаз электронов в срезе пучка объясняется главным образом различием значений коэффициента  $\alpha = \alpha(\rho, \xi, \zeta)$  фокусирующей силы для частиц, находящихся на разном расстоянии от оси. Для минимизации влияния этого процесса на рост эмиттанса необходимо инжектировать пучок в окрестность оси с параметрами, обеспечивающими малость изменения  $\alpha$  в процессе ускорения при колебаниях среднеквадратичного радиуса сгустка между  $r_b(r_i, \zeta)$  и  $r_b(r_{bm}^2/r_i, \zeta)$  (например, согласованный и несогласованный случаи при  $\epsilon_{xn}^{(0)} = 0.1$  мм·мрад и  $r_b = 2.1$  мкм на рис.1 и 3).

### 3. Ввод поляризованных электронов в ускорительную стадию и вывод их из нее

Схема многостадийного ускорителя предполагает многократные ввод электронных сгустков в плазменный канал и вывод их из него, а также транспортировку этих сгустков между ускорительными каскадами. Нами исследуются процессы инжекции и вывода электронов с сохранением их исходной поляризации. Проведенные исследования [10, 11] показывают, что для обеспечения адиабатического изменения сил и минимизации роста эмиттанса сгустка на каждой стадии характерное время изменения полей на входе и выходе должно в несколько раз превышать период бетатронных колебаний  $\lambda_B/c = 1/(\Omega k_p)$  частиц в пучке.

Рассмотрим ускорение сгустка поляризованных электронов в параболическом плазменном канале с плавным входом длиной  $\sim 3\lambda_B$  и плавным выходом длиной  $\sim 2\lambda_B$ . Начальные параметры лазерного импульса были заданы таким образом, что положение фокальной плоскости при распространении лазерного импульса в вакууме совпадало с началом однородной части канала, а концентрация плазмы в этой части канала и характеристики импульса в фокальной плоскости были выбраны в соответствии с умеренно нелинейным режимом ускорения, описанным в предыдущем разделе. Концентрация электронов плазмы  $n_0(\rho, \zeta)$  линейно возрастала на входе до  $z = 5.77$  см и линейно убывала на выходе, начиная с  $z = 55.27$  см. Радиус канала при этом линейно уменьшался от 398.5 мкм на входе и возрастал на выходе до 460.8 мкм, принимая постоянное значение 305.1 мкм в интервале  $5.27 \leq z \leq 55.27$  см (рис.6,а). Динамика лазерного импульса в таком канале представлена на рис.6,б.

Движение отдельных частиц сгустка описывалось с помощью релятивистского уравнения Лоренца (4) без

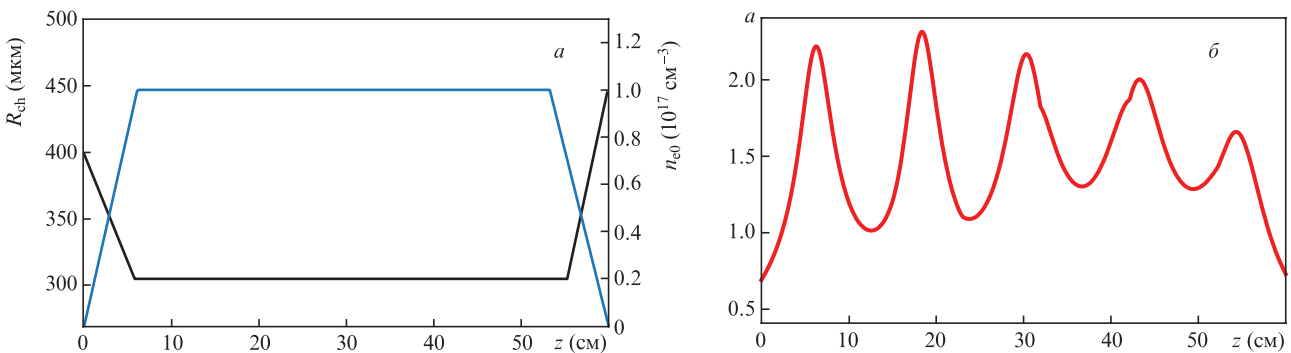


Рис.6. Радиус плазменного канала (черная кривая) и концентрация электронов плазмы на оси (синяя кривая) (а), а также динамика безразмерной амплитуды лазерного импульса  $a$  при распространении в канале с плавными входом и выходом (б). Фокусировка импульса происходит в точке  $z = 5.27$  см, что совпадает с выходом радиуса канала на постоянное значение. Плато концентрации начинается с  $z = 5.77$  см.



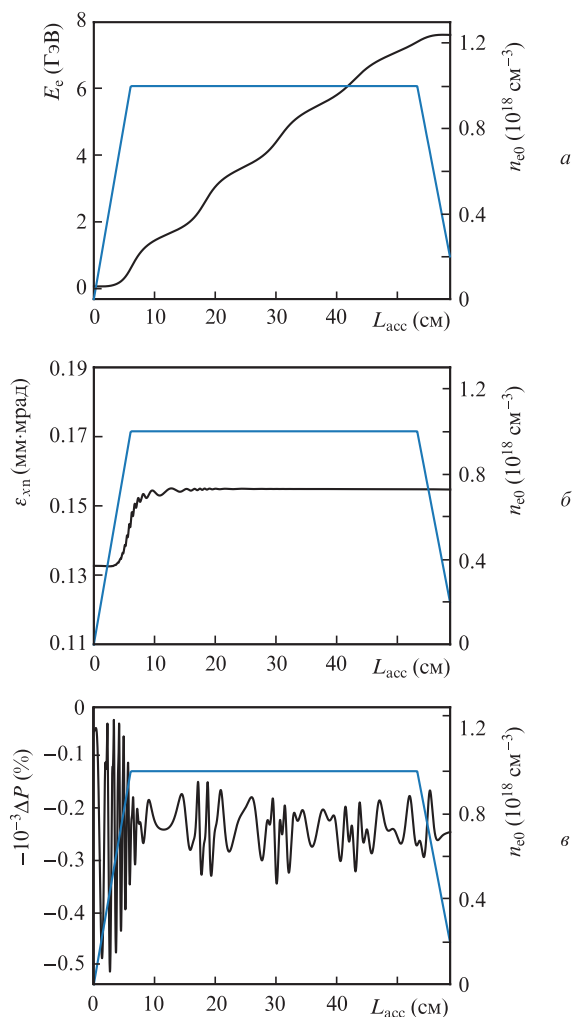


Рис.7. Динамика набора энергии (а), эмиттанса (б) и деполаризации (в) в процессе ускорения пучка электронов с начальными энергией  $E_{inj} = 67.5$  МэВ, радиусом  $r_b = 3.5$  мкм, длиной  $z_b = 0.5$  мкм и поперечным эмиттансом  $\varepsilon_{xn}^{(0)} = 0.132$  мм·мрад (черные кривые). Синие кривые соответствуют начальному распределению концентрации электронов плазмы на оси канала.

учета силы радиационного трения, а динамика спина  $s$  – уравнением Томаса–Мишеля–Телегди [21]

$$\frac{ds}{d\tau} = s \times (a_m \mathbf{B}_R + \mathbf{B}_E), \quad (9)$$

$$\mathbf{B}_E = \mathbf{B} + \frac{1}{1 + 1/\gamma} \mathbf{E} \times \mathbf{v}, \quad (10)$$

$$\mathbf{B}_R = \gamma \left[ \mathbf{B} - \frac{\mathbf{v}(\mathbf{v}\mathbf{B})}{1 + 1/\gamma} - \mathbf{v} \times \mathbf{E} \right], \quad (11)$$

где  $a_m$  – аномальный магнитный момент электрона;  $\tau = t\omega_p$ ;  $\mathbf{v}$  – скорость частицы, нормированная на скорость света;  $\mathbf{B}$  и  $\mathbf{E}$  – безразмерное магнитное и электрическое поля в лабораторной системе отсчета. Уравнения (4) и (9)–(11), в которых комбинация полей  $\mathbf{B} = (0, 0, B_\phi)$  и  $\mathbf{E} = (E_z, E_r, 0)$  сводится к силам  $F_r$  и  $F_z$  [5, 31], совместно с уравнением (5) составляют замкнутую самосогласованную систему уравнений, описывающую процесс ускорения поляризованной заряженной частицы в поле кильватерной волны, генерируемой лазерным импульсом в плазменном канале [31].

Инжектированный электронный сгусток имел гауссово продольное и поперечное распределения частиц с характерными начальными радиусом  $r_b = 3.5$  мкм и длиной  $z_b = 0.5$  мкм. Поперечный эмиттанс  $\varepsilon_{xn}^{(0)} = \varepsilon_{yn}^{(0)} = 0.132$  мм·мрад был выбран согласованным по фокусирующей силе в точке  $z = 0.25$  см. Все частицы в момент инжекции обладали одинаковыми энергией  $E_{inj} = 67.5$  МэВ и вектором спина  $s = (0.279, -0.335, 0.9)$ .

За одну ускорительную стадию частицы набрали  $\sim 8$  ГэВ на длине 60 см (с учетом входа в канал и выхода из него). Максимальная абсолютная величина деполаризации и эмиттанс сгустка сохранились в процессах ускорения и вывода электронов из канала, но возросли на начальных этапах ускорения, что, однако, не повлияло на конечную величину деполаризации (рис.7). Под вектором поляризации сгустка частиц  $\mathbf{P}$  подразумевался усредненный по спинам всех частиц вектор, а величина деполаризации сгустка  $-\Delta P$  равна модулю разности начального ( $\mathbf{P}_0$ ) и текущего ( $\mathbf{P}$ ) векторов поляризации, взятому с обратным знаком ( $-\mathbf{P} - \mathbf{P}_0$ ).

Скачкообразное увеличение эмиттанса сгустка и колебания деполаризации с большими амплитудами на начальных этапах ускорения означают, что требуется более тщательный подбор профиля концентрации на входе в канал.

#### 4. Эффект радиационной поляризации в лазерно-плазменном ускорителе

Характерное время радиационной поляризации (1) можно представить в безразмерном виде:

$$\frac{1}{T} = \frac{5\sqrt{3}}{8} \frac{\tilde{\alpha} \hbar^2 k_p^2}{m^2 c^2} \gamma^5 |\dot{\mathbf{v}}|^3, \quad (12)$$

где  $\tilde{\alpha}$  – постоянная тонкой структуры;  $\dot{\mathbf{v}} = d\mathbf{v}/dt$ .

Вероятность квантового перехода электрона с изменением проекции спина при излучении фотона может быть описана для произвольного магнитного поля выражением [19, 20]

$$W = \frac{1}{T} \left[ 1 - \frac{2}{9} (s\mathbf{v})^2 + \frac{8\sqrt{3}}{15|\dot{\mathbf{v}}|} (s, \mathbf{v} \times \dot{\mathbf{v}}) \right] \quad (13)$$

при условии, что  $\gamma \gg 1$  и поле слабо изменяется вдоль траектории частицы за характерное время излучения  $t_{rad}$  [20]:

$$\frac{|\mathbf{B}|t_{rad}}{|\mathbf{B}|} \ll 1, \quad |\dot{\mathbf{v}}|t_{rad} \approx \frac{1}{\gamma}. \quad (14)$$

Тогда динамика вектора  $s$  под действием синхротронного излучения с учетом прецессии (9)–(11) и уравнений (2), (4) будет иметь следующий вид [19, 20]:

$$\frac{ds}{d\tau} = s \times (a\mathbf{B}_R + \mathbf{B}_E) - \frac{1}{T} \left[ s - \frac{2}{9} (s\mathbf{v})s + \frac{8}{5\sqrt{3}|\mathbf{F} - \mathbf{v}(\mathbf{F}\mathbf{v})|} \mathbf{v} \times \mathbf{F} \right], \quad (15)$$

где  $\mathbf{F} = \nabla\phi + \mathbf{F}_{rad}$  [14, 15, 23].

Рассмотрим теперь ускорение электрона до энергии  $\sim 4$  ТэВ в модельных полях, характерных для различных

режимов лазерно-плазменного ускорения, с линейной по радиусу фокусирующей силой  $F_r = \alpha r$  и постоянной однородной ускоряющей силой  $F_z$  при учете силы радиационного трения, записанной в форме Ландау–Лифшица. В начальный момент времени электрон находился на расстоянии  $0.5/k_p$  от оси (характерное расстояние от оси до электрона в сгустке) с нулевым поперечным импульсом, спином  $s = (0.279, -0.335, 0.9)$  и энергией  $E_{inj} = 67.5$  МэВ.

В первом случае положим  $\alpha = -0.5$ , а  $F_z = 2$ , что соответствует движению частицы в максимуме ускоряющего поля, генерируемого в bubble-режиме в результате взаимодействия лазерного импульса с  $a_0 = 4$ , интенсивностью  $I_0 \approx 3.5 \times 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup>, пиковой мощностью  $P \approx 2.5$  ПВт, размером пятна  $r_0 = 67$  мкм и длиной волны излучения

$\lambda_0 = 0.8$  мкм с плазмой, концентрация которой  $n_e = 10^{17}$  см<sup>-3</sup> [32]. Градиент ускоряющего поля при этом равен 60 ГэВ/м, а характерное время самополяризации (1) для электрона с энергией  $\sim 1$  ТэВ составит  $\sim 0.5$  нс. Время ускорения частицы до энергии  $\sim 4$  ТэВ в отсутствие силы радиационного трения было равно около 0.2 мкс, а с учетом синхротронного излучения – около 0.7 мкс (рис.8,а). Из рис.8,б видно, что, несмотря на малость характерного времени самополяризации относительно времени ускорения частицы, вклад радиационной поляризации при заданных параметрах приводит только к небольшому снижению верхней границы огибающей деполяризации, а наибольшее влияние оказывает сила радиационного трения, которая вызывает уменьшение абсолютной величины конечной деполяризации примерно в 1.5 раза. Поправка к ТБМТ-уравнению приводит к незначительному затуханию колебаний продольной компоненты спина  $s_z$ , начиная с энергий  $\sim 2$  ТэВ (рис.8,в).

При умеренно нелинейном режиме ускорения, описанном в предыдущих разделах, средние ускоряющие и фокусирующие силы в несколько раз слабее сил, действующих на частицу в bubble-режиме. Характерная фокусирующая сила имеет коэффициент  $\alpha \approx -0.075$ , ускоряющая сила  $F_z \approx 0.47$ , а градиент ускоряющего поля равен 14 ГэВ/м. Соответствующее время самополяризации в та-

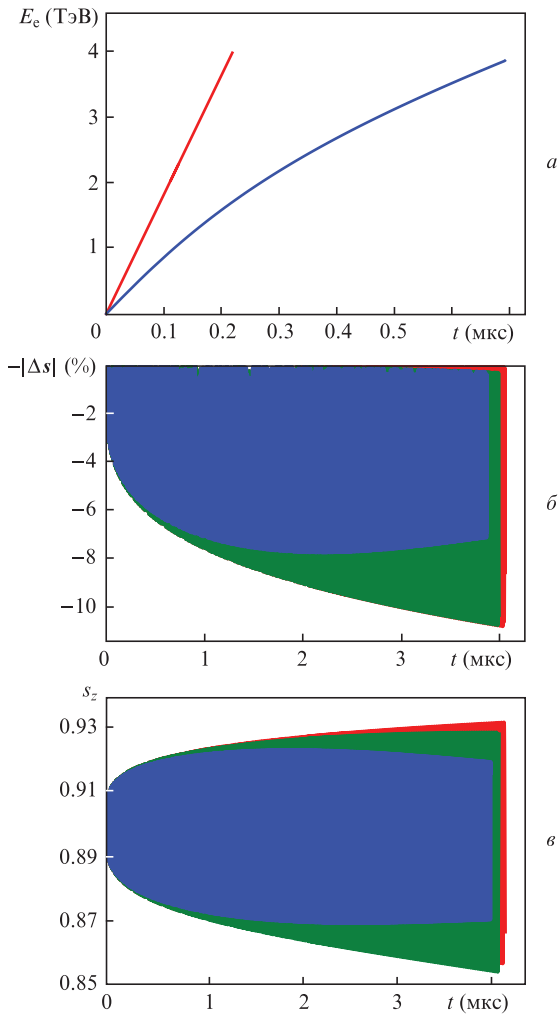


Рис.8. Динамика характеристик электрона с начальной энергией  $E_{inj} = 67.5$  МэВ и продольной компонентой спина  $s_z = 0.9$ , инжектированного на расстоянии  $0.5/k_p$  от оси с нулевым поперечным импульсом, в модельном bubble-режиме ускорения. Синие кривые соответствуют набору энергии в зависимости от времени ускорения (а), деполяризации частицы (б) и динамики компоненты спина  $s_z$  (в) в зависимости от набранной энергии с учетом силы радиационного трения и эффекта радиационной поляризации. Зеленые кривые соответствуют деполяризации частицы (б) и динамике компоненты спина  $s_z$  (в) в зависимости от набранной энергии с учетом эффекта радиационной поляризации и без учета силы радиационного трения. Красные кривые соответствуют набору энергии в зависимости от времени ускорения (а), деполяризации частицы (б) и динамики компоненты спина  $s_z$  (в) в зависимости от набранной энергии без учета эффектов, связанных с синхротронным излучением.

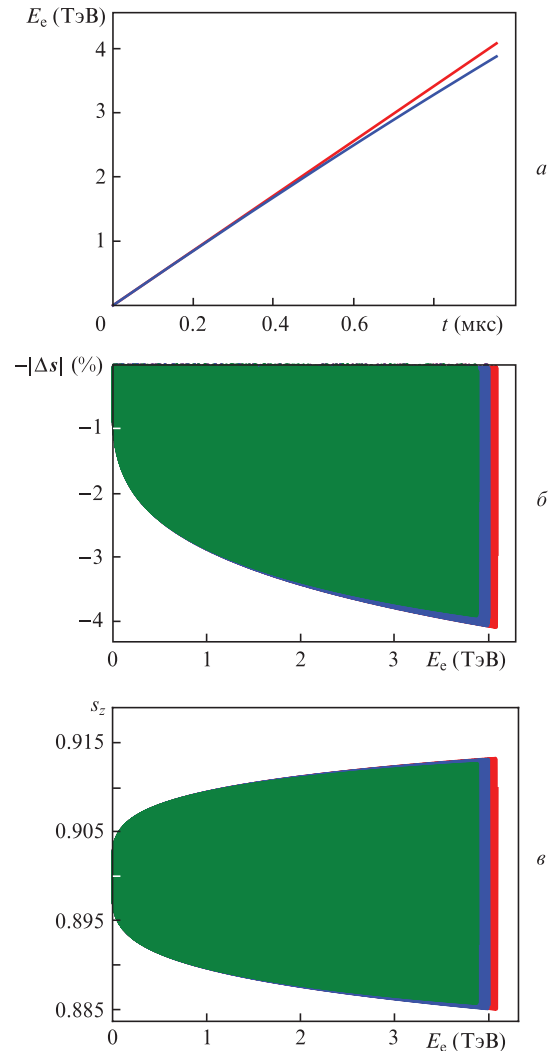


Рис.9. То же, что и на рис.8, но в модельном умеренно нелинейном режиме ускорения.

ких полях для электрона с энергией 1 ТэВ составит около 36 нс, а время ускорения до 4 ТэВ – около 1 мкс (рис.9,а). Однако по результатам моделирования влияние радиационной поляризации в данном случае оказывается пренебрежимо малым, при этом сила радиационного трения незначительно уменьшает величину деполаризации, начиная с энергии 2 ТэВ (рис.9).

## 5. Заключение

Нами рассмотрен ряд вопросов, связанных с сохранением качества поляризованных сгустков электронов в многостадийном лазерно-плазменном ускорителе. При используемых параметрах умеренно нелинейного режима ускорения, подходящего для использования на отдельной стадии многостадийного ускорителя, определен механизм роста эмиттанса бесконечно короткого сгустка. Показано, что наибольший вклад в увеличение эмиттанса вносит процесс перемешивания фаз бетатронных колебаний отдельных частиц сгустка вследствие нелинейной зависимости фокусирующей силы от радиуса. Для предотвращения процесса перемешивания фаз в срезе пучка необходимо минимизировать изменение параметра фокусирующей силы  $\alpha$  на масштабе порядка амплитуды бетатронных колебаний частиц в сгустке, инжектируя пучок в малую окрестность оси лазерного пучка с параметрами, обеспечивающими колебания частиц в области линейности фокусирующей силы.

Для того чтобы инжектировать пучок частиц в ускорительную стадию и вывести его из нее после ускорения для последующей транспортировки с сохранением начальных характеристик, нужно обеспечить адиабатическое изменение кильватерных полей на периоде бетатронных колебаний на входе и выходе плазменного канала. В настоящей работе рассматривалось ускорение поляризованных электронов в канале с линейным увеличением концентрации электронов на оси канала и одновременным уменьшением его радиуса на входе в ускорительную стадию, а также с линейным уменьшением концентрации и одновременным увеличением радиуса канала на выходе из этой стадии. При используемых параметрах максимальная абсолютная величина поляризации сохраняется в процессе ускорения и вывода пучка, испытывая колебания в момент ввода пучка в стадию. Эмиттанс пучка скачкообразно увеличивается на начальных этапах ускорения и сохраняется в процессе вывода частиц из канала, что означает необходимость более тщательного подбора профиля плотности на входе в канал.

При дальнейшем ускорении электронов до энергий в несколько ТэВ влияние синхротронного излучения частиц на динамику характеристик сгустка становится существенным. Нами рассматривалось ускорение поляризованных частиц в модельных полях, характерных для умеренно нелинейного режима и bubble-режима лазерно-плазменного ускорения, с учетом силы радиационного трения, записанной в форме Ландау–Лифшица, а динамика поляризации оценивалась с помощью обобщенного

ТБМТ-уравнения, учитывающего вклад радиационной поляризации. Как показывают результаты расчетов, несмотря на то что расчетное характерное время радиационной поляризации для электронов с энергией порядка 1 ТэВ в кильватерных полях оказывается на несколько порядков меньше времени ускорения частицы, общий вклад этого эффекта в процесс деполаризации оказывается незначительным для обоих исследуемых режимов, в то время как сила радиационного трения приводит к существенному уменьшению деполаризации в сильных фокусирующих полях, соответствующих bubble-режиму ускорения.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-02-00908-А и при финансовой поддержке РФФИ и Госкорпорации «Росатом» в рамках научного проекта № 20-21-00150.

- Gonsalves A.J. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **122**, 084801 (2019).
- Leemans W.P. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **113**, 245002 (2014).
- Nakajima K. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A*, **455**, 140 (2000).
- Malka V. et al. *Science*, **298**, 1596 (2002).
- Vieira J. et al. *Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams*, **14**, 071303 (2011).
- Leemans W., Esarey E. *Phys. Today*, **62**, 44 (2009).
- Walker P.A. et al. *J. Phys. Conf. Ser.*, **874**, 012029 (2020).
- Weikum M.K. et al. *AIP Conf. Proc.*, **2160**, 040012 (2019).
- Assmann R.W. et al. *Eur. Phys. J. Spec. Top.*, **229**, 3675 (2020).
- Tomassini P., Rossi A. *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **58**, 034001 (2015).
- Li X., Chancé A., Nghiem P.A.P. *Phys. Rev. Accel. Beams*, **22**, 021304 (2019).
- Mane S., Shatunov Y.M., Yokoya K. *Rep. Prog. Phys.*, **68**, 1997 (2005).
- Moortgat-Pick G. et al. *Phys. Rep.*, **460**, 131 (2008).
- Kostyukov I.Y., Nerush E., Litvak A. *Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams*, **15**, 111001 (2012).
- Пугачёва Д.В., Андреев Н.Е. *Квантовая электроника*, **48**, 291 (2018) [*Quantum Electron.*, **48**, 291 (2018)].
- Michel P. et al. *Phys. Rev. E*, **74**, 026501 (2006).
- Соколов А.А., Тернов И.М. *ДАН СССР*, **153**, 1052 (1963).
- Thomas J. et al. *Phys. Rev. Accel. Beams*, **23**, 064401 (2020).
- Тернов И.М. *Физика элементарных частиц и атомного ядра*, **17**, 884 (1986).
- Байер В.Н. *УФН*, **105**, 441 (1971) [*Sov. Phys. Usp.*, **14**, 695 (1972)].
- Bargmann V., Michel L., Telegdi V.L. *Phys. Rev. Lett.*, **2**, 435 (1959).
- Andreev N.E., Nishida Y., Yugami N. *Phys. Rev. E*, **65**, 056407 (2002).
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Теория поля* (М.: Наука, 1988).
- Andreev N.E., Kirsanov V.I., Gorbunov L.M. *Phys. Plasmas*, **2**, 2573 (1995).
- Andreev N.E., Kuznetsov S.V. *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **45**, A39 (2003).
- Andreev N.E. et al. *Phys. Plasmas*, **4**, 1145 (1997).
- Пугачёва Д.В., Андреев Н.Е. *Вестн. ОИВТ РАН*, **5**, 13 (2020).
- Esarey E. et al. *Phys. Rev. E*, **65**, 056505 (2002).
- Вейсман М.Е. Андреев Н.Е. *Квантовая электроника*, **50**, 392 (2020) [*Quantum Electron.*, **50**, 392 (2020)].
- Reiser M., O'Shea P. *Theory and Design of Charged Particle Beams* (Wiley, 1994, vol. 312).
- Пугачёва Д.В., Андреев Н.Е. *Квантовая электроника*, **46**, 88 (2016) [*Quantum Electron.*, **46**, 88 (2016)].
- Esarey E., Schroeder C., Leemans W. *Rev. Mod. Phys.*, **81**, 1229 (2009).