

07; 10

© 1990 г.

УСКОРЕНИЕ ЧАСТИЦ ЛАЗЕРНЫМ ПОЛЕМ В ПЕРИОДИЧЕСКОМ РЕЗОНАТОРЕ

А. А. Варфоломеев

Рассматривается схема ускорения заряженных частиц лазерным полем, не требующая поперечных к импульсу частиц отклонений в процессе ускорения. Показываются следующие преимущества схемы: отсутствие ограничений на энергию и массу ускоряемых частиц, возможность увеличения темпа ускорения по сравнению с обращенным ЛСЭ.

Введение

В последнее время широко обсуждается возможность использования интенсивных лазерных полей для ускорения заряженных частиц до высоких энергий (см., например, [1]). Было предложено и проанализировано несколько разных схем, обеспечивающих взаимодействие релятивистских заряженных пучков с лазерными пучками. Наиболее перспективной к настоящему моменту можно считать, по-видимому, схему обращенного лазера на свободных электронах (ОЛСЭ) [2]. В этой схеме (рис. 1) пучок ускоряемых частиц (электронов) пропускается через пространственно-периодическое поперечное магнитное поле, создаваемое ондулятором. Лазерный пучок направлен также по оси ондулятора. Особенностью схемы ОЛСЭ является отсутствие среды в объеме взаимодействия. Удаленность взаимодействующих пучков от материальных границ не вызывает принципиальных ограничений на величину используемого лазерного поля.

Схема ОЛСЭ исследовалась достаточно подробно теоретически (подробнее, чем другие схемы оптического ускорения). Многие ее свойства следуют из свойств ЛСЭ, по которым накоплен не только теоретический, но и некоторый экспериментальный опыт. Имеется, однако, и одно существенное различие. Ускоритель должен быть рассчитан на значительно более широкий интервал изменения энергии взаимодействующих с полем частиц, чем при генерации в ЛСЭ. Это достигается за счет использования сильных лазерных полей, обеспечивающих эффективный захват ускоряемых частиц в потенциальную яму-бакет.

Свойства ускорителя оцениваются в первую очередь по таким параметрам, как максимально достижимый темп ускорения частиц, эффективность захвата частиц в режим ускорения (в бакет), энергетический предел ускоряемых частиц, возможные типы ускоряемых частиц. Анализ схем ОЛСЭ [2-4] показал, что неизбежные в таких схемах энергетические потери на магнитотормозное излучение снижают темп ускорения и ограничивают область энергий ускоряемых частиц значением в несколько сот ГэВ. В работе [3] показано, что энергетический предел ускоряемых электронов может быть несколько увеличен, если использовать так называемую неколлинеарную схему ОЛСЭ (рис. 1, б), в которой электронный и лазерный пучки проходят через ондулятор под некоторым углом друг к другу. Такая схема позволяет использовать на длине ускорительного тракта несколько лазерных пучков без применения отклоняющих магнитов, кроме собственно ондулятора. Однако в этой схеме [3], как и в обычной коллинеарной схеме, при практически достижимых значениях полей в ондуляторах возможно ускорение только легких частиц (электронов, позитронов) и невоз-

можно ускорение тяжелых (протонов, ионов). Достижимый темп ускорения оказывается также ограниченным и равным ~ 100 МэВ/м при напряженности ускоряющего лазерного поля 10^{11} В/м (подробнее см. [3, 4]).

Резонаторная схема оптического ускорения

В данной работе мы хотим показать, что возможна такая схема оптического ускорения, в которой отклоняющие магнитные поля для собственно ускорения не требуются и процесс ускорения осуществляется лазерным полем, формируемым специальным образом с помощью оптических резонаторов.

Принципиальная схема резонаторного оптического ускорителя представлена на рис. 2. Пучок ускоряемых релятивистских частиц проходит вдоль

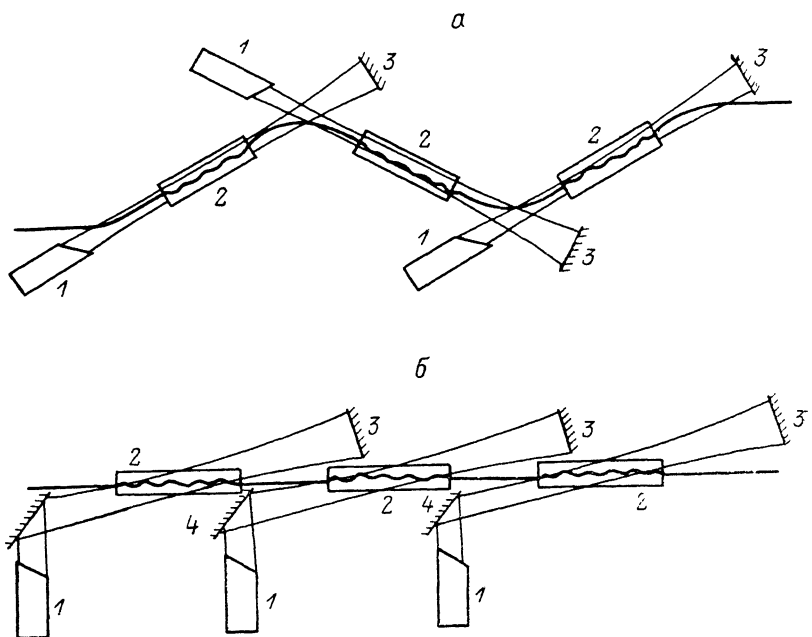


Рис. 1. Схема ускорения типа обращенного лазера на свободных электронах с коллинеарным (а) и неколлинеарным (б) расположением взаимодействующих пучков.

1 — лазеры; 2 — магнитные ондуляторы; 3, 4 — зеркала оптических резонаторов.

оси z через систему оптических резонаторов без поперечного отклонения в них. Ось z составляет небольшой угол $\alpha \ll 1$ с осью резонаторов и проходит через центры конфокальных резонаторов. Предполагается, что система лазерных источников позволяет возбудить во всех резонаторах однотипные моды оптических колебаний и поддерживать взаимную когерентность между колебаниями в разных резонаторах. Для определенности будем считать, что возбуждается основная TEM_{00} -мода, т. е. лазерные пучки внутри резонаторов являются гауссовыми с диаметром пучка в фокальной плоскости

$$d_0 = \sqrt{l\lambda_s/\pi},$$

где l — длина секции резонатора, λ_s — длина волны излучения.

На зеркалах имеются отверстия для пропускания ускоряемого пучка из одной резонаторной секции в другую. Будем считать, что эти отверстия достаточно малы, чтобы не сказываться на конфигурации моды поля. Есть возможность располагать их вне первой зоны Френеля, на расстоянии $> \sqrt{l\lambda_s}$ от центра зеркал. Радиус зеркал резонатора будем считать большим, охватывающим несколько зон Френеля ($\gg \sqrt{l\lambda_s}$).

Заметим, что представленная система резонаторов, формирующая лазерные пучки, не является единственно возможной для описываемой схемы ускорения.

Она выбрана как наиболее простая для описания. Мы постараемся показать, что в такой системе можно осуществить передачу энергии от лазерного излучения пучку ускоряемых частиц при определенном выборе периметров системы.

Рассмотрим взаимодействие поляризованного излучения (вектор E_z в плоскости чертежа) с пучком заряженных частиц, пролетающих по оси z . Плотность частиц в сгустке будем считать достаточно малой, чтобы был справедлив одночастичный подход (ср. [3, 4]). В центральной области резонаторов поле излучения представляется волной с плоским фронтом и ограниченными поперечными к оси резонатора размерами $\sim d_0$. В этой области (обозначенной условно прямоугольником на рис. 2) вектор напряженности будет иметь отличные от нуля составляющие вдоль оси z , т. е. $E_z \sim E_{s0} \sin \alpha$.

По мере удаления от центра резонатора z_0 составляющая E_z будет уменьшаться по двум причинам. Во-первых, потому что амплитуда поля E_{s0} уменьшается с удалением от оси резонатора и от центра z_0 . Во-вторых, при приближении к сферическому зеркалу фронт волны становится сферическим, так что

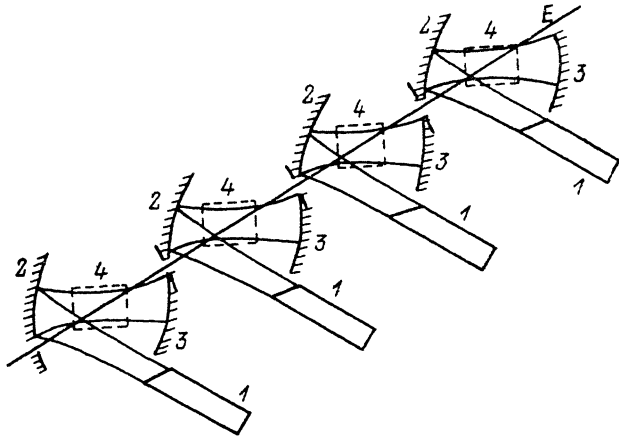


Рис. 2. Схема оптического ускорения с секционными резонаторами.

1 — лазеры; 2, 3 — зеркала оптических резонаторов; 4 — области активного взаимодействия ускоряемых частиц с полем излучения.

ось z (проходящая через фокус зеркала z_0) в этой области перпендикулярна фронту волны. Проекция напряженности на ось z зануляется даже при неполном выходе из зоны гауссова пучка излучения. Таким образом, частица, пролетающая через резонатор вдоль оси z , будет испытывать действие составляющей поле E_z только в центральной части резонатора с плавно меняющейся амплитудой с максимумом в центре резонатора

$$E_z = F(z - z_0) E_{s0} \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda_s} (z \cos \alpha - ct) + \varphi_0 \right]. \quad (1)$$

Потребуем, чтобы длина зоны действия поля E_z (определяемая функцией $F(z - z_0)$) не превышала длины когерентности $\lambda_0/2$, на которой сохраняется знак силы, действующей на частицу за счет E_z ,

$$\lambda_0/2 = \lambda_s \gamma_r^2 / (1 + \alpha^2 \gamma_r^2). \quad (2)$$

Здесь γ_r — энергия ускоряемых частиц в единицах массы mc^2 . Заметим, что определение λ_0 совпадает с определением периода ондулятора при неколлинеарной геометрии пучков (с углом неколлинеарности α) и при нулевом значении ондуляторного поля.

Между зонами взаимодействия (центральными областями резонаторов) частицы пролетают области дрейфа, в которых $E_z = 0$. Длина зон свободного дрейфа, расстояние между резонаторами и система фазовой синхронизации возбуждаемых мод в резонаторах должны быть согласованы таким образом, чтобы выполнялось условие

$$L_{i, i+1} - \Delta(1 + 1/2\gamma_r^2) = n\lambda_s, \quad (3)$$

где $L_i, i+1$ — оптическая разность хода лучей, определяющая разность фаз полей в одноименных точках соседних секций; Δ — расстояние между этими точками по оси пучка ускоряемых частиц (период секции ускорения); n — целое число.

При выполнении условия (3) относительная фаза частицы в волне меняется меньше чем на π при пролете одной рабочей зоны пересечения пучков, а на всем пути перехода к следующей зоне ускорения фаза меняется на целое кратное 2π . В результате знак составляющей электрической напряженности вдоль вектора скорости частицы в зонах ускорения будет оставаться постоянным. Другими словами, будет выполняться условие пространственного синхронизма между волной и частицей, обладающей некоторой резонансной энергией γ_r .

Из условия (2) можно уточнить теперь размер резонатора l и положение выходного канала в зеркале резонатора. Условие (3) не противоречит выбор размера $l = \lambda_0 \simeq 2\lambda_s/\alpha^2$ (при $\alpha\gamma \gg 1$). Радиус пятна от гауссова пучка на зеркале оказывается при этом равным $d_0 \simeq \sqrt{2/\pi} \cdot \lambda_s/\alpha$, что сравнимо с отклонением оси z от оси резонатора на поверхности зеркала $\lambda_0\alpha/2 \simeq \lambda_s/\alpha$. Если учесть это обстоятельство, а также тот факт, что через отверстия в зеркалах возможен встречный поток излучения из соседней секции, компенсирующий потери, то можно, по-видимому, сохранить конфигурацию основной моды конфокального резонатора. Возможны и другие конструктивные решения. Вопрос о создании необходимой конфигурации мод в резонаторах не является неразрешимым.

По существу выполнение условий (1), (3) обеспечивает синхронное взаимодействие частиц с полем волны в резонаторах с захватом частиц, обладающих энергией $\sim \gamma_r$ (см. (2)), в некоторый колебательный процесс. В результате этих фазовых колебаний энергия частиц будет меняться во времени с сохранением среднего значения $\sim \gamma_r$. При адиабатическом изменении параметров системы, обеспечивающих в соответствии с (2) рост резонансного значения γ_r , будет осуществляться процесс ускорения частиц.

Как было отмечено выше, для осуществимости этого процесса функция $F(z - z_0)$ должна быть пространственно-периодической (с периодом λ_0). Конкретный вид функции определяет закон колебаний фаз и энергии частицы. Положим для простоты выкладок и сравнения с ОЛСЭ, что эта функция хорошо аппроксимируется фурье-гармоникой

$$F(z - z_0) = \sin [2\pi(z - z_0)/\lambda_0].$$

В этом случае процесс взаимодействия частиц с ускоряющим полем будет описываться уравнениями, совпадающими по виду с соответствующими уравнениями для резонансных линейных ускорителей,

$$\frac{d(\gamma - \gamma_r)}{dz} = -\frac{\pi}{\lambda_s} K_s k \sin \alpha (\sin \Phi - \sin \Phi_r), \quad (4)$$

$$\frac{d\Phi}{dz} = \frac{4\pi}{\lambda_0} \frac{\gamma - \gamma_r}{\gamma_r}. \quad (5)$$

Здесь

$$\Phi = \left(\frac{2\pi}{\lambda_0} + \frac{2\pi}{\lambda_s} \cos \alpha \right) z - \omega_s t + \Phi_0$$

— фаза, определяющая поле, действующее на частицу; Φ_r — резонансное значение фазы; γ_r — резонансное значение энергии ускоряемой частицы; $K_s = eE_s \lambda_s / 2\pi m c^2$ — приведенная максимальная амплитуда волны; m — масса ускоряемой частицы; k — коэффициент заполнения периода секции полем волны.

Заметим, что система (4), (5) по форме такая же, как маятниковые уравнения для обращенного ЛСЭ ондуляторного типа [2⁻⁴]. Наибольшее формальное сходство можно обнаружить, если рассмотреть случай ОЛСЭ со спиральным ондулятором и циркулярно поляризованной волной, так как в этом случае (как и в нашей схеме) сохраняется угол неколлинеарности между вектором скорости частицы и волновым вектором волны. Отличие сводится к тому, что

в уравнении (4) вместо приведенной амплитуды спирального ондуляторного поля

$$K_w = eB_{w0}\lambda_{cl}/2\pi mc^2 \quad (6)$$

стоит произведение $k \sin \alpha \gamma/2$.

Воспользуемся отмеченным сходством и результатами решений [3, 4]. Во-первых, не прибегая к анализу, можно заключить, что система (4), (5) допускает решения, соответствующие фазовой устойчивости в конечном фазовом объеме частиц вокруг резонансной фазы Φ_r . При адиабатическом увеличении γ_r , вдоль оси z захваченные в этот объем частицы будут увеличивать свою среднюю энергию (в соответствии с ростом γ_r) без потери фазовой устойчивости (подробнее см., например, [3]).

Темп ускорения частиц

О темпе ускорения захваченного в соответствующий режим сгустка частиц можно судить по темпу ускорения равновесной частицы, для которой $\gamma = \gamma_r$, $\Phi = \Phi_r$. Различие в коэффициентах в первой части уравнения (4) и соответствующего уравнения для обращенного ЛСЭ будет определять разницу в коэффициентах связи с волной и соответственно в темпах ускорения, достигаемого в той и другой схеме ускорения. Проанализируем, к каким следствиям приводит это изменение в коэффициентах связи с волной.

Предположим, что в ускорительных секциях частицы двигаются по прямолинейным траекториям без значительных поперечных отклонений частиц. Это условие можно обеспечить, изменяя от секции к секции знак поперечного отклонения, вызываемого поперечными к оси составляющими лазерного поля, либо вводя компенсирующие магнитные поля в ускорительном тракте. В этом случае, согласно (4), темп ускорения в поле линейно поляризованной волны с амплитудой E_{s0} будет определяться выражением

$$mc^2 \frac{d\gamma}{dz} = eE_{s0} \sin \Phi_r \cdot \frac{k}{2} \sin \alpha. \quad (7)$$

Соответствующее выражение для темпа ускорения в ОЛСЭ со спиральным ондулятором в поле циркулярно поляризованной волны с амплитудой E_0 [3, 4] имеет вид

$$mc^2 \frac{d\gamma}{dz} = eE_0 \sin \Phi_r \frac{K_w}{\gamma} - \frac{2}{3} \left(\frac{2\pi}{\lambda_w} \right)^2 e^2 \gamma^2 (K_w^2 + K_s^2 + 2K_w K_s). \quad (8)$$

Второе слагаемое в правой части (8) описывает потери энергии на магнитриозное излучение в полях ондулятора и волны, а первое слагаемое, сходное по форме с (7), описывает собственно ускорение. Различие в коэффициентах K_w/γ и $k \sin \alpha/2$ определяет разницу в коэффициентах связи ускоряемых частиц с лазерной волной. С учетом зависимости периода ондулятора ОЛСЭ от длины волны лазерного излучения и энергии частицы

$$\lambda_w = 2\lambda_s \gamma^2 / (K_w^2 + 1),$$

явная зависимость приведенной амплитуды ондуляторного поля принимает вид [3]

$$K_w = (eB_{w0}\lambda_s \gamma^2 / \pi mc^2)^q, \quad (9)$$

где $q=1$ для $K_w < 1$ и $q=1/3$ для $K_w \gg 1$.

Подстановка (9) в (8) дает явную форму зависимости темпа ускорения ОЛСЭ от энергии частицы. Видно, что второе слагаемое в (8), определяющее энергетические потери ускоряемой частицы на излучение, вызываемое их поперечным ускорением в полях ондулятора и волны, быстрее растет с энергией, чем первое слагаемое. Это приводит к наличию предельных значений γ , выше которых режим ускорения осуществить невозможно. При интенсивности излучения $10^{12} - 10^{13}$ Вт/см² предельное значение энергии электронов оказывается порядка 100 ГэВ [3]. В отличие от ОЛСЭ в рассматриваемой схеме ускорения темп ускорения (7) не зависит от энергии ускоренной частицы. Поэтому нет предель-

ного значения энергии для ускоряемых частиц, что может рассматриваться как несомненное преимущество описываемой схемы.

Другое важное преимущество связано с тем, что в (7) нет зависимости от массы ускоряемой частицы. Темп ускорения (7) может быть обеспечен для любых частиц, включая релятивистские ионы, в то время как в ОЛСЭ могут ускоряться практически только легкие частицы (электроны, позитроны). Для ионов амплитуда (6) становится слишком малой ($K_w \ll 1$) при реально достижимых полях овдуляторов.

Наконец, темп ускорения при умеренных энергиях частиц ($\gamma \ll 10^5$) может быть выше в резонаторном ускорителе. Это связано с тем, что при реальных значениях B_{w0} , λ_s амплитуда K_w (9) оказывается ограниченной. Для умеренных значений энергии легких частиц ограничение означает $K_w \ll 1$. С другой стороны, вполне выполнимо условие $kz\gamma \gg 1$. Это обеспечивает выигрыш в темпе ускорения порядка $kz\gamma/2K_w$ по сравнению со схемой обращенного ЛСЭ.

Список литературы

- [1] Proc. of the 2nd Workshop on Laser Acceleration of Particles. AIP Conf. Proc. / Ed. by C. Joshi, T. Katsouleas. New York, 1985. N 130.
- [2] Pellegrini C. // Proc. of the Workshop on the Laser Acceleration of Particles. AIP Conf. Proc. / Ed. by P. J. Channel. New York, 1982. N 91. P. 138—153.
- [3] Варфоломеев А. А., Лачин Ю. Ю. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 11. С. 2122—2131.
- [4] Courant E. D., Pellegrini C., Zakowicz W. // Phys. Rev. 1985. Vol. 32. N 5. P. 2813—2823.

Поступило в Редакцию
12 декабря 1988 г.
В окончательной редакции
14 апреля 1989 г.