

## МЕТОД УСКОРЕНИЯ СИЛОЙ РАДИАЦИОННОГО ТОРМОЖЕНИЯ

В.Е. Балакин, А.В. Новохатский  
Институт ядерной физики СО АН СССР  
Новосибирск, 630090

В настоящее время хорошо известны коллективные методы ускорения протонов с помощью электронных сгустков. Однако максимальная энергия протонных пучков, получаемых традиционным способом в современных ускорителях, существенно превышает достигнутую энергию электронных пучков. Поэтому становится вполне естественным для ускорения электронов использовать протонные пучки.

В данной работе детально рассматривается ранее предложенный авторами метод ускорения электронов с предельно большим градиентом до энергии  $\sim 1$  ТэВ и выше с помощью интенсивных ультррелятивистских протонных пучков больших ускорителей. Впервые этот метод был опубликован в 1979 году<sup>1</sup>. В том же году был представлен на VI Всесоюзном семинаре по линейным ускорителям в Харькове<sup>2</sup>, а в 1981 году — на Европейской конференции по ускорителям будущего<sup>3</sup>.

Идея метода состоит в следующем. Ускоренный пучок протонов собирается в одиночный компактный сгусток. В него инжектируются электроны, полное число которых составляет некоторую часть от числа протонов, так что суммарный заряд уменьшается по сравнению с зарядом протонного сгустка на 10–30%. Далее, этот протон-электронный сгусток направляется в специальную невозбужденную структуру типа диафрагмированного волновода линейного ускорителя. При движении в структуре излучается электромагнитное

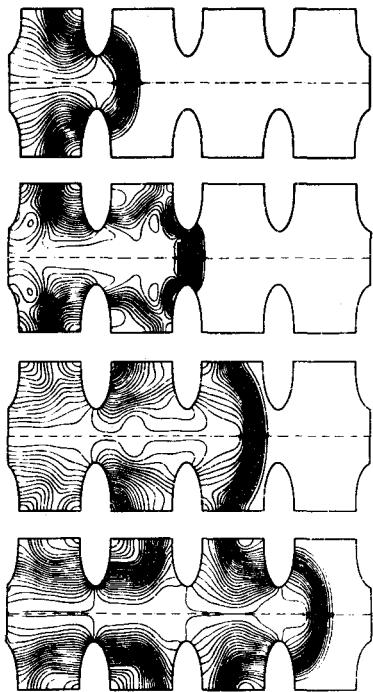


Рис. 1

поле вследствие рассеяния собственного поля сгустка на диафрагмах структуры. Этот процесс излучения демонстрирует рис. 1, на котором показана временная

картинка силовых линий электрического поля заряженного сгустка, пролетающего через диафрагмированный волновод. Распределение электрических силовых линий получено в результате численного моделирования<sup>4,5</sup>. При подлете к диафрагме сгусток «несет» собственное поперечное поле, часть которого обрезается диафрагмой и отражается в волновод. За диафрагмой сгусток «восстанавливает» собственное поле, при этом часть кинетической энергии частиц переходит в энергию поля. В ультррелятивистском случае сила радиационного торможения слабо зависит от процессов, происходящих в волноводе за сгустком, и пропорциональна заряду сгустка. Так как заряд в основном определяется числом протонов, то радиационная сила тормозит протоны, но одновременно ускоряет электроны. Таким путем происходит трансформация энергии протонов в энергию электронов. Конечно, при этом часть излученной энергии остается в структуре.

Анализ полей излучения показывает, что амплитуда излученного поля возрастает при уменьшении диаметра пролетного отверстия и расстояния между диафрагмами, но ограничивается размером сгустка. На основе физической модели процесса излучения и результатов численного моделирования была получена оценка усредненной амплитуды ускоряющего (тормозящего для протонов) поля

$$\bar{E} \approx \frac{(N_p - N_e)e}{(2\pi)^{3/2} \epsilon_0 a} \sqrt{\frac{1}{\sigma D} \left(1 - \frac{\sigma}{2a}\right) \left(\sqrt{1 + \frac{\sigma}{2a}} \sqrt{\frac{\sigma}{2a}}\right)},$$

где  $N_p$ ,  $N_e$  — соответственно число протонов и электронов,  $\epsilon_0$  — диэлектрическая постоянная вакуума,  $e$  — заряд электрона,  $a$  — радиус отверстия в диафрагме,  $D$  — расстояние между диафрагмами,  $2\sigma$  — продольный размер сгустка (предполагается, что заряд в сгустке распределен по закону Гаусса).

Из этого следует, что максимальное значение ускоряющего поля достигается при определенном размере отверстия в диафрагме, а именно  $a \approx \sigma$ . Кроме того, если  $D < \sigma/2$ , то значение поля не зависит от расстояния между диафрагмами. Таким образом, для получения высокого ускоряющего градиента необходимо приготовить сгусток с максимально возможным числом протонов и минимальным продольным размером, который и определит геометрические размеры диафрагмированного волновода ( $a \approx D$ ,  $D \lesssim \sigma$ ), а также и поперечный размер сгустка ( $r \lesssim a$ ).

Анализ процесса излучения в Фурье-представлении показывает, что поле, излученное одиночным сгустком, состоит из набора синфазных волн, частотный спектр которых ограничен продольным размером сгустка. При этом суммарная амплитуда всех излученных гармоник не превышает амплитуды основной гармоники. Поэтому в рассматриваемом методе, в отличие от метода, предложенного в работе Е.А. Переведенцева и А.Н. Скринского<sup>6</sup>, использование одиночного сгустка позволяет создавать ускоряющие поля более значительные, чем поля, возбуждае-

мые последовательностью сгустков с таким же суммарным числом частиц.

Количественная оценка максимального значения ускоряющего градиента определяется простым соотношением

$$E \left[ \frac{\text{ГэВ}}{\text{м}} \right] = \frac{4}{\sigma^2} \left( \frac{N_p}{10^{13}} \right),$$

где размер  $\sigma$  выражен в миллиметрах. При  $N_p = 10^{13}$  и  $\sigma = 2$  мм (характерный размер сгустка  $2\sigma = 0.4$  см) ускоряющий градиент составляет 1 ГэВ/м. Распределения продольной силы (тормозящей для протонов и ускоряющей для электронов) в зависимости от положения частицы в сгустке при различных соотношениях  $\sigma/\alpha = 0, 0.25, 0.5, 1$  приведены на рис. 2. Там же показано распределение плотности заряда в сгустке. При определенном расположении электронов внутри протонного сгустка можно достигнуть необходимой мо-

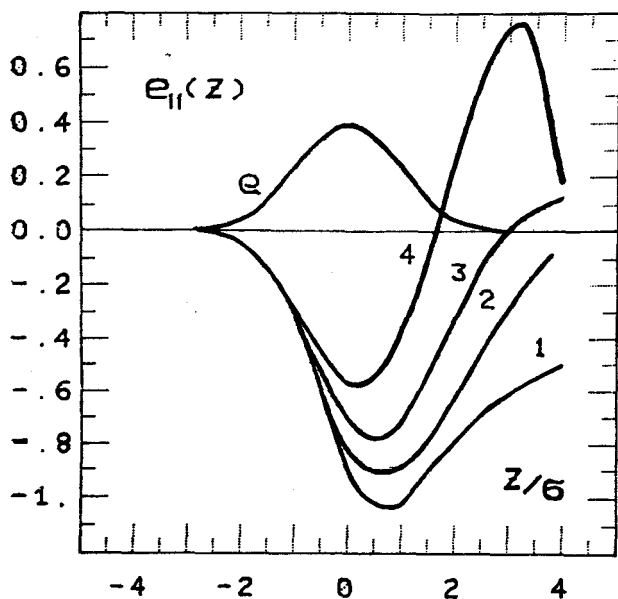


Рис. 2

нохроматичности. Следует также отметить, что данный метод ускорения электронов свободен от жестких требований к допуску на геометрические размеры ускоряющей структуры, столь существенных в обычных линейных ускорителях.

Интенсивный компактный сгусток создает сильное электрическое поле не только на оси структуры, но и на металлической поверхности диафрагм, что приводит к автоэлектронной эмиссии и электрическому пробое в вакууме. При больших значениях электрического поля на поверхности диафрагм автоэлектронная эмиссия будет столь значительной, что картина полей существенно изменится. Это ограничивает область применимости наших расчетов, но, как мы надеемся, не предлагаемого метода ускорения. Для того, чтобы излучаемая энергия не разрушала диафрагмы при вакуумном пробое, возникающем после прохождения сгустка, нужно предоставить излученной энергии свободно распространяться в окружающем пространстве и поглотиться уже в большом объеме. Таким способом можно достичь предельно малого времени существования полей на поверхности диафрагм. Схема устройства приведена на рис. 3. Протон-электронный сгусток (1) пролетает вдоль оси набора диафрагм (2), распо-

ложенных внутри кожуха (3), на внутренней поверхности которого размещается поглотитель (4).

Практическая реализация предлагаемого метода возможна при использовании протонных пучков уже действующих или проектируемых ускорителей. Так, протонный пучок с числом частиц  $3 \cdot 10^{13}$  (Батавия, Женева), сжатый до размера  $\sim 0.4$  см может обеспечить темп ускорения 3 ГэВ/м. Использование протон-

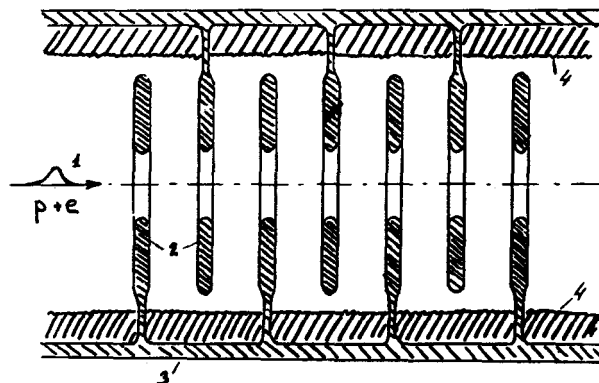


Рис. 3

ного пучка УНК с числом частиц  $6 \cdot 10^{14}$ , собранного в один сгусток с размером  $\sim 0.6$  см, позволит достигнуть темпа ускорения  $\sim 30$  ГэВ/м. Конечно, для этого необходимо решить задачу приготовления сгустка с малым продольным размером.

В заключение необходимо отметить, что рассмотренный метод может быть использован для ускорения не только электронов, но и других частиц. Получение высоких ускоряющих полей открывает возможность ускорения короткоживущих частиц (пионов, каонов и др.).

#### Литература

1. Balakin V.E., Novokhatsky A.V. The Method of Accelerating the Electrons with a Maximum High Gradient by a Proton Beam. —Preprint INP 79-86.-Novosibirsk, 1979.
2. Балакин В.Е., Новохатский А.В. Метод ускорения электронов протонным пучком с произвольно большим градиентом. —Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Техника физического эксперимента, 1980, вып.1 (3), с.36.
3. Balakin V.E., Novokhatsky A.V. The Method of Coherent Electron Acceleration with a Maximally High Gradient by a Proton Beam. —Proc. of ECFA-RAL Meeting «The Challenge of Ultra-High Energies», Rutherford Appleton Laboratory, Chilton, 1982, p.309.
4. Новохатский А.В. Численное моделирование динамики полей излучения в ускоряющих структурах. —Препринт ИЯФ 82-157.-Новосибирск, 1982.
5. Балакин В.Е., Кооп И.А., Новохатский А.В., Скринский А.Н., Смирнов В.П. Труды VI Всесоюз. совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1979, с.143.
6. Переведенцев Е.А., Скринский А.Н. Труды VI Всесоюз. совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1979, с.272.

## Discussion

В.И. Курилко. Несколько лет назад вы рассматривали поперечную неустойчивость одиночного сгустка. Существует ли эта неустойчивость в данном проекте?

А.В. Новохатский. Да, существует. И здесь также может быть применен ранее предложенный метод подавления неустойчивости путем введения сдвига частот поперечных колебаний вдоль сгустка.

Г.А. Нагорский. Известно, что в ультрарелятивистском случае поляризация поля частиц поперечная. Как зависит темп ускорения электронов от энергии протонов?

А.В. Новохатский. В предложенном методе торможение протонов и соответственно ускорение электронов обусловлено действием поля излучения, возбуждаемого сгустком при пролете через электродинамическую структуру, а не собственным полем сгустка, которое в

ультрарелятивистском случае действительно является поперечным. Амплитуда поля излучения сгустка с конечным продольным размером в ультрарелятивистском случае не зависит от кинетической энергии частиц. Соответственно и нет зависимости темпа ускорения электронов от энергии протонов.

G.A. Loew. In all these wakefield accelerators, how will you make the focussing lattice compatible for both the driving and the driven beams, considering that their energies will diverge?

А.В. Новохатский. Действительно, проблема создания фокусирующей системы для частиц различной энергии имеет место. Однако в данном случае, когда темп ускорения составляет 1 ГэВ/м и более, эта проблема может быть решена.