

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

B.381.1

Л.17

О. Р.

Для служебного пользования

Экз. №

104

ЛАЗЕРНОЕ УСКОРЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ
ЧАСТИЦ

Материалы совещания

Нор - Амберд 21-23 сентября 1982



ЕРЕВАН 1984

УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНОЙ
В ОНДУЛЯТОРЕ

А.М. КОНДРАТЕНКО, Е.Л. САЛДИН (ИЯФ СО АН СССР, г. Новосибирск)

Исследуется ускорение электронов, движущихся в поперечном статическом магнитном поле, электромагнитной волной, распространяющейся с фазовой скоростью, большей либо равной скорости света. Предполагается использовать слабозатухающую TE_{01} -моду в цилиндрическом резонаторе с поперечным размером, много большим длины волны. Режим синхронных продольных мод позволяет дополнительно уменьшить мощность потерь в стенках резонатора. Приведен численный пример.

Эффективный обмен энергией между частицей и электромагнитной волной возможен, если частица движется, например, по винтовой траектории так, чтобы через период изменения поля волны (за счет разницы скоростей частицы и волны) поперечная компонента скорости совершила полный оборот. Винтовая траектория частиц реализуется при движении вдоль оси спирального ондулятора (поперечного периодического стационарного поля). Рассматриваемый механизм ускорения предложен в работе [1], изучался также в [2]. Такой способ организации резонанса лежит сегодня в основе генераторов когерентного излучения, так называемых лазеров на свободных электронах (см., напр. [3]).

Для многократного увеличения энергии электронов необходимо изменять поле или период ондулятора вдоль его оси так, чтобы не нарушить условие синхронизма. В рассматриваемом нами приближении, когда поперечное движение электронов управляется полем ондулятора (а не полем волны), изменение энергии проис-

ходит адиабатически на времена порядка периода вращения в ондуляторе. Наличие автофазировки в рассматриваемом способе ускорения позволяет в определенных условиях захватывать частицы в режим ускорения в интервале фаз порядка единицы. В спиральном ондуляторе поперечное движение частицы является устойчивым и его можно представить как медленные свободные колебания около быстрого вынужденного движения по винтовой траектории. При использовании внешних фокусирующих элементов период свободных колебаний становится независимым параметром.

Для определенности рассмотрим движение электронов по спиральной траектории со скоростью \vec{v} , с шагом λ_0 и углом вращения в ондуляторе

$$\theta_s = v_{\perp}/v_z = \frac{eH_{\perp}}{\gamma m v \omega} \equiv \frac{Q}{\gamma v},$$

где H_{\perp} - поле ондулятора, $\omega = 2\pi/\lambda_0$ - частота ондулятора, $\gamma = (1-v^2)^{-1/2}$ - релятивистский фактор, Q - параметр ондуляторности.

Среднее изменение энергии частицы ϵ будет отлично от нуля, если выполнено следующее условие резонанса:

$$\epsilon \equiv \omega \left(\frac{1}{v_z} - 1 \right) = 0,$$

где $\omega = 2\pi/\lambda$ - частота электромагнитной волны (\vec{E}, \vec{H}) , в данном случае, распространяющейся вдоль оси спирали (оси ондулятора), v_z - компонента скорости вдоль оси ондулятора. Предполагаем, что поперечное движение частицы полностью управляется полем ондулятора:

$$H_{\perp} v_z \gg \hat{E} (1 - v_z). \quad (1)$$

Введем медленную фазу относительного продольного движения частицы и волны:

$$\psi = \int^z \omega dz - \omega(t - z).$$

Уравнения движения для энергии и канонически ей сопряженной фазы имеют вид:

$$\epsilon' \equiv \frac{d\epsilon}{dz} = U \sin \psi, \quad (2)$$

$$\psi' \approx \epsilon.$$

Практический интерес представляют устойчивые решения выпущенных уравнений. Выберем, например, изменение параметров ондулятора таким, чтобы существовала равновесная траектория с постоянной фазой $\psi = \psi_s$. Тогда изменение энергии равновесной частицы ϵ_s и значение ψ_s должны удовлетворять уравнениям:

$$\epsilon(\epsilon_s, z) = 0, \quad \epsilon'_s = U_s \sin \psi_s. \quad (3)$$

Здесь U_s — значение U при равновесной энергии $\epsilon = \epsilon_s$.

Гамильтониан, описывающий отклонение энергии $P = \epsilon - \epsilon_s$ и фазы от значений равновесной частицы, с помощью (2.2) запишется в виде:

$$H(P, \psi, z) = \frac{P^2}{2\mu} - U_s [\sin \psi - (\psi - \psi_s) \cos \psi_s], \quad (4)$$

где эффективная масса продольного движения μ при движении в спиральном ондуляторе равна

$$\mu = \left(\frac{d\epsilon}{d\epsilon_s} \right)^{-1} = \left[\frac{\omega}{v^3 \epsilon_s} (\theta_s^2 + \frac{1}{\gamma_s^2}) \right]^{-1}. \quad (5)$$

Рассмотрим важный случай адиабатически медленного изменения параметров μ и U_s . Гамильтониан такого типа в этом приближении подробно исследован в теории синхротронных колебаний энергии в циклических ускорителях [4]. Малые отклонения фазы и энергии не нарастают со временем, если $\sin \psi_s > 0$. Частота фазовых колебаний равна $\Omega = [(U_s/\mu) \sin \psi_s]^{1/2}$. Адиабатическое приближение применимо при малом изменении μ и U_s на периоде фазовых колебаний. Адиабатическим инвариантом малых фазовых колебаний является величина

$$I = \frac{H}{\Omega} = \mu \frac{\Omega}{2} |\psi - \psi_s|_{\max}^2 = \frac{P_{\max}^2}{2\mu\Omega},$$

где $|\psi - \psi_s|_{\max}$ и P_{\max} — амплитуды колебаний фазы и энергии.

В частности, при ускорении в сопутствующей волне, задавая линейное возрастание поля ондулятора и постоянный период ($Q^2 = \text{const}$, $\alpha = \text{const}$), имеем из (2.5) для $Q^2 \gg 1$, $\gamma^2 \gg 1$:

$$\epsilon_s = mQ\sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}}, \quad \cos \psi_s = \frac{m\omega Q'}{2eE\alpha}. \quad (6)$$

При этом, из условия сохранения I получаем

$$|\psi - \psi_s|_{\max} \sim \epsilon^{-1/4}, \quad P_{\max}/\epsilon \sim \epsilon^{-3/4}.$$

Границы устойчивого движения частиц по фазе и по энергии можно найти с помощью гамильтониана (4) аналогично тому, как это делается в теории синхротронных колебаний в циклических ускорителях.

Темп ускорения в нашем рассмотрении ограничен условием малости поля волны (I). Например, при ускорении сопутствующей волной в ондуляторе с $Q^2 \gg 1$ в ультрарелятивистском случае, из (I) следует

$$\epsilon' \ll \alpha \epsilon, \quad (7)$$

что означает относительно малый прирост энергии на периоде ондулятора.

В рассматриваемом методе вынужденное движение в ондуляторе приводит к потере энергии на излучение. Этот эффект наиболее значим практически для электронов. Для осуществления ускорения необходимо, чтобы темп ускорения ϵ' превышал мощность магнитотормозного излучения W . Из этого условия получается, что излучением можно пренебречь, если $E \gg e^2 \gamma^3 \alpha H_{\perp} / m$.

Другим эффектом излучения является увеличение энергетического разброса вследствие квантовых флуктуаций магнитотормозного излучения. Это увеличение не приводит к выводу ускоряемых частиц из сепаратрисы, если

$$\frac{137}{\gamma \theta_s} \left| \frac{W}{\epsilon'} \right| \ll 1.$$

Рассматриваемый способ ускорения можно практически реализовать, поместив в ондулятор резонатор для формирования электромагнитной волны. При этом может быть использован резонатор, однородный в направлении ускорения частиц с длиной l_z , много большей периода ондулятора λ_0 . Условие синхронизма из-за того, что фазовая скорость в таких резонаторах может быть боль-

ше скорости света, становится следующим:

$$\omega \mp K_z U_z = \alpha U_z,$$

где K_z — проекция волнового вектора на ось z .

Поперечные размеры резонатора при ускорении в сопутствующей волне могут значительно превышать длину волны. Именно в этой области в цилиндрическом резонаторе можно воспользоваться уникальной особенностью моды волны TE_{01} , которая, как известно, имеет аномально малое поглощение в боковых стенках. В цилиндрическом резонаторе декремент затухания TE_{01} -моды равен [5]

$$\Lambda = \frac{\eta}{2} \left[\frac{1}{\ell_z} + 0,19 \frac{\lambda^2}{R^3} \right],$$

где η — коэффициент поглощения стенок резонатора, R — радиус резонатора. Поместим центр ондулятора на расстоянии $\rho_0 \approx 0,5R$, где амплитуда электрического поля максимальна. Тогда мощность потерь в одномодовом режиме равна

$$P_i \approx 0,2 E_0^2 R^2 \ell_z \Lambda = 0,4 \eta \frac{(\epsilon_s')^2 [R^2 + 0,19 \lambda^2 \ell_z / R]}{e^2 \theta_s^2 \cos^2 \psi_s} \quad (6)$$

Характерной особенностью однородных резонаторов с длиной, много большей длины волны, является возможность пространственной концентрации электромагнитных волн путем синхронизации продольных мод. Это позволяет ускорять пучок волн, сопутствующим частице, и тем самым, уменьшить дополнительно к (6) мощность потерь в $2\ell_z/\ell_b$ раз (ℓ_b — длина пуга). Одним из способов организации режима синхронных мод является использование для накачки N внешних генераторов электромагнитных волн, частоты которых настроены на собственные частоты продольных мод резонатора.

Принципиальным ограничением длины пуга является эффект проскальзывания волны относительно частицы; на длине резонатора частица не должна выходить за пределы пуга длины ℓ_b :

$$\ell_z (U_{zp} - U_z) < \ell_b,$$

где $U_{zp} = d\omega/dK_z$ — групповая скорость пуга.

При ускорении пучком в цилиндрической трубе (без торцевых стенок) характерная длина $\ell_{зам}$, на которой интенсивность

пуга упадет в e раз, равна

$$\ell_{зам} = \Lambda^{-1} = \frac{2R^3}{0,19\eta\lambda^2} \approx \frac{10R^3}{\eta\lambda^2}.$$

Приведем иллюстративный численный пример для ускорителя на 20 ГэВ. При ускорении волной с длиной $\lambda = 10^{-3}$ см от энергии 200 МэВ до 20 ГэВ с углом вращения в ондуляторе $\theta_s = 10^{-2}$, период ондулятора равен $\lambda_0 = 40$ см. Амплитуда поля ондулятора изменяется от 0,7 кГс до 70 кГс. Радиус вращения в ондуляторе равен $\lambda_0 \theta_s = 0,05$ см. Ускоряющую фазу выберем $\psi_s = 30^\circ$. Ускорение можно производить электромагнитным сгустком излучения, движущимся в трубе (TE_{01} мода) диаметром $2R = 4$ мм. При пиковой мощности в сгустке 10^{12} Вт плотность излучения будет составлять на расстоянии $R/2 \approx 1$ мм от оси 10^{13} Вт/см², а темп ускорения 0,5 МэВ/см. Полная длина ускорителя составит 400 м, длина сгустка, удовлетворяющая условиям проскальзывания и распыливания из-за дисперсии, равна 3 см. Энергия в сгустке 100 Дж. При коэффициенте поглощения в стенках $\eta = 10^{-2}$ длина затухания равна $\ell_{зам} = 200$ км, и эффектом затухания волны можно пренебречь. Плотность излучения, действующая на боковые стенки ослаблена в $(K_1/K)^2$ раз, составляет 10^8 Вт/см² и не приводит к разрушению поверхности трубы.

В качестве генераторов коротковолнового излучения представляется перспективным использовать лазеры на свободных электронах (ЛСЭ). Общность принципа синхронизма позволяет совместить генератор ЛСЭ с ускорением. Такое совмещение можно, например, реализовать, делая общим резонатор и используя последовательно два ондулятора: в одном осуществляется генерация излучения пропусканием электронного пучка сравнительно малой энергии и большого тока, в другом — ускорение малого тока до высокой энергии (трансформатор энергии).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. Квазилинейное ускорение частиц поперечной электромагнитной волной. ЭТФ, 1966, т.50, с.1101.
2. Бессонов Е.Г., Серов А.В. О генерировании электромагнитных волн пучками частиц в ондуляторах и ускорении частиц в ондуляторном линейном ускорителе. Препринт ФИАН - 87, 1960.
3. Федоров М.В. Взаимодействие электронов с электромагнитным полем в лазерах на свободных электронах. УФН, 1961, т.135, с.213.
4. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. Теория циклических ускорителей М.: Физматгиз, 1962, Гл.IV.
5. Никольский В.В. Электродинамика и распространение радиоволн. М.: Наука, 1973.

КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ УСКОРТЕЛИ