

01;10

К нелинейной теории ускорения заряженных частиц в линейно поляризованном EH -убитронном поле

© О.Б. Крутько

Сумский государственный университет,
244007 Сумы, Украина

(Поступило в Редакцию 16 июля 1997 г.)

Исследовано движение заряженных частиц в линейно поляризованном EH -убитронном поле с синусоидальной зависимостью переменной составляющей магнитного поля от времени. Показано, что в зависимости от параметров системы и начальных условий влета частицы в область EH -поля возможна реализация трех различных характеров движения: пролетное движение, захват в окрестности одного из максимумов магнитного поля и выплеск частиц из области EH -поля. Найдены аналитическое выражение для критерия, определяющего характер движения частиц, а также аналитические решения для энергии частицы в приближении медленного изменения амплитуды магнитного поля во времени. Численно исследованы особенности движения частиц в EH -полях с произвольной скоростью изменения амплитуды магнитного поля во времени.

Введение

Создание и исследование новых типов ускоряющих систем является одной из наиболее актуальных задач современной физической электроники. Поэтому, несмотря на то что число известных к настоящему времени моделей ускорителей довольно велико [1], продолжают появляться все новые и новые системы. Одним из возможных направлений здесь является разработка конструкций, основанных на эффекте ускорения заряженных частиц в нестационарных скрещенных периодически-реверсивных электрическом и магнитном (EH -убитронных) полях [2]. В работах [3–6] было показано, что такие системы обладают рядом уникальных свойств, таких как возможность одновременного сонаправленного ускорения заряженных частиц с противоположными знаками [3], нелинейная зависимость темпа ускорения от длины системы [4], возможность ускорения квазинейтральных плазменных сгустков [5], возможность реализации эффекта охлаждения и компрессии пучков заряженных частиц [6]. Эти работы открыли возможность использования EH -убитронных систем для формирования пучков заряженных частиц и плазменных потоков [5,6], для разработки высокоэффективных моделей ЛСЭ (лазер на свободных электронах) усилителей [7] и ЛСЭ генераторов [8], а также ряда других технологических целей.

Однако, несмотря на сравнительно большое число работ, посвященных EH -убитронам, еще значительная часть интересных физических процессов, протекающих в подобном рода системах осталась неисследованной. В частности, в работах [2–6] ускорение частиц исследовалось с помощью метода усреднения Боголюбова [9], где в качестве малого параметра выбиралась величина

$$\varepsilon = \frac{e^2 H^2}{m^2 c^4 k^2 (\gamma_0^2 - 1)} \ll 1, \quad (1)$$

где H — амплитуда напряженности магнитной компоненты EH -поля, k — частота ондуляции EH -поля,

e — заряд частицы, m — масса покоя частицы, γ_0 — начальное значение релятивистского фактора частицы, c — скорость света в вакууме.

Поэтому до сих пор не ясно, как взаимодействуют частицы с EH -убитронным полем при нарушении условия (1). В то же время анализ показывает, что максимальные темпы ускорения можно достичь, если $\varepsilon \leq 1$, а также что возможны различные процессы захвата частиц в окрестности максимумов магнитного поля при условии $\varepsilon > 1$. В связи с этим в настоящей работе была предпринята попытка устранить эти пробелы в нелинейной теории движения частиц в EH -убитронных полях.

Модель и основные уравнения

Рассмотрим движение заряженной частицы в полях, создаваемых периодически реверсивной последовательностью пар электромагнитов. Будем полагать, что вектор напряженности магнитного поля \mathbf{H} ориентирован вдоль оси OY , а сама последовательность вдоль оси OZ . Кроме этого, считаем, что в обмотках электромагнитов протекает переменный во времени электрический ток, приводящий к изменению во времени напряженности магнитного поля, а следовательно, и появлению вихревого электрического поля. Последнее также является периодически реверсивным вдоль оси OZ , а его вектор напряженности \mathbf{E} ориентирован вдоль оси OX . Периоды ондуляции электрического и магнитного полей оказываются равными. Такая суперпозиция электрического и магнитного полей известна как линейно поляризованное EH -убитронное поле [2] и может быть описана с помощью векторного потенциала

$$\mathbf{A} = A(t)\mathbf{e}_x \sin kz, \quad (2)$$

где $A(t)$ — амплитуда векторного потенциала, \mathbf{e}_x — единичный вектор вдоль оси OX , z — продольная координата, t — время в лабораторной системе отсчета.

Тогда напряженности электрического и магнитного полей могут быть представлены в виде

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = -\frac{1}{c} \frac{dA(t)}{dt} \mathbf{e}_x \sin kz, \\ \mathbf{H} = \text{rot} \mathbf{A} = kA(t) \mathbf{e}_y \cos kz, \quad (3)$$

где \mathbf{e}_y — единичный вектор вдоль оси OY .

Рассмотрим случай, когда заряженная частица влетает в область EH -поля с начальной скоростью $\mathbf{v}_0 = c\beta_0 \mathbf{e}_z$, где β_0 — безразмерное значение скорости, \mathbf{e}_z — единичный вектор вдоль оси OZ . Для описания движения частицы воспользуемся каноническими уравнениями Гамильтона. Тогда с учетом выражения для векторного потенциала (2) уравнения движения можно представить в виде

$$\frac{d\mathcal{H}}{dt} = \frac{e^2}{\mathcal{H}} A(t) \frac{dA(t)}{dt} \sin^2 kz, \quad \frac{d\mathcal{P}_z}{dt} = -\frac{e^2}{2\mathcal{H}} kA^2(t) \sin 2kz, \\ \frac{dx}{dt} = -\frac{ecA(t)}{\mathcal{H}}, \quad \frac{dz}{dt} = \frac{c^2 \mathcal{P}_z}{\mathcal{H}}, \quad (4)$$

где \mathcal{H} — энергия частицы, \mathcal{P}_z — проекция импульса частицы на ось OZ , x — координата.

Рассмотрим случай, когда ток в обмотках электромагнитов состоит из суммы постоянной и переменной во времени компонент. Тогда, если переменная компонента тока описывается законом синуса, амплитуды напряженностей электрического и магнитного полей можно представить в виде

$$H(t) = H_0(1 + \mu \sin \omega t), \\ E(t) = \frac{\mu \omega H_0}{ck} \cos \omega t, \quad (5)$$

где H_0 — амплитуда постоянной компоненты магнитного поля; μ — безразмерный параметр, равный отношению амплитуды переменной компоненты магнитного поля к амплитуде постоянной компоненты; ω — частота переменной составляющей тока в обмотках электромагнитов.

Здесь следует отметить следующее: чтобы заряженная частица всегда находилась в ускоряющей фазе EH -поля, время пролета частицей области EH -поля должно быть меньше, чем период изменения амплитуды магнитного поля во времени. Физически это связано с тем, что в этом случае на протяжении всего времени пролета области EH -поля вихревое электрическое поле совершает положительную работу над частицей, осциллирующей в периодически реверсивном магнитном поле. Таким образом, будем считать, что выполняется условие [2]

$$\tau \ll \frac{2\pi}{\omega}, \quad (6)$$

где τ — время пролета частицей области EH -убитронного поля.

Для исследования уравнений движения удобно в системе (4) перейти к безразмерным переменным $h = \mathcal{H}/mc^2\gamma_0$, $p = \mathcal{P}_z/mc\beta_0\gamma_0$, $\xi = kz$. Кроме этого,

легко видеть, что правые части системы (4) не зависят от переменной x . Поэтому уравнение для нее будем рассматривать отдельно. Тогда, учитывая соотношения (5), получаем базовую систему уравнений, описывающую движение заряженной частицы в линейно поляризованном EH -убитронном поле,

$$\frac{dh}{dt} = \alpha_1 \frac{\cos \omega t (1 + \mu \sin \omega t) \sin^2 \xi}{h}, \\ \frac{dp}{dt} = -\alpha_2 \frac{(1 + \mu \sin \omega t)^2 \sin 2\xi}{h}, \quad \frac{d\xi}{dt} = \alpha_3 \frac{p}{h}, \quad (7)$$

где

$$\alpha_1 = \frac{e^2 H_0^2 \mu \omega}{m^2 c^4 \gamma_0^2 k^2}, \quad \alpha_2 = \frac{e^2 H_0^2}{2m^2 c^3 \gamma_0^2 \beta_0 k}, \quad \alpha_3 = kc\beta_0$$

— постоянные коэффициенты.

Начальные условия для системы (7), очевидно, могут быть записаны следующим образом:

$$h(0) = 1, \quad p(0) = 1, \quad \xi(0) = 0. \quad (8)$$

В силу того обстоятельства, что начальные условия для энергии и импульса частицы входят в определение коэффициентов $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$, характер движения полностью определяется значениями этих коэффициентов. В настоящей работе на основании системы (7) мы будем исследовать траектории движения заряженных частиц, а также динамику процесса ускорения в зависимости от значений коэффициентов $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$.

Анализ движения в EH -убитронных системах с медленным изменением амплитуды магнитного поля во времени

Получить аналитические решения системы (7) не представляется возможным. Поэтому рассмотрим сначала приближенные решения (7) в случае медленного изменения магнитного поля во времени. Физически это означает, что за время пролета частицей области EH -убитронного поля амплитуда магнитного поля практически не изменяется. В качестве критерия медленности примем условие

$$\omega \tau \ll 1. \quad (9)$$

Естественно, что, принимая такое приближение, мы занижаем темпы ускорения (как видно из соотношений (5), амплитуда вихревого электрического поля прямо пропорциональна частоте ω , а если значение частоты мало, то мала и работа, совершаемая электрическим полем над частицей). Однако использование условия (9) позволяет значительно упростить систему (7), причем, как мы увидим далее, существенно не изменяя динамику процесса движения частицы в EH -убитронном поле. Тогда в нулевом приближении по параметру $\omega \tau$ систему (7) можно переписать в виде

$$\frac{dh}{dt} = \alpha_1 \frac{\sin^2 \xi}{h}, \quad \frac{dp}{dt} = -\alpha_2 \frac{\sin 2\xi}{h}, \quad \frac{d\xi}{dt} = \alpha_3 \frac{p}{h}. \quad (10)$$

В системе (10) легко получить два интеграла движения

$$p = \sqrt{1 - \frac{2\alpha_2}{\alpha_3} \sin^2 \xi},$$

$$h = 1 + \frac{\alpha_1}{\alpha_3} \left(F \left(\xi, \frac{2\alpha_2}{\alpha_3} \right) - E \left(\xi, \frac{2\alpha_2}{\alpha_3} \right) \right), \quad (11)$$

где

$$F \left(\xi, \frac{2\alpha_2}{\alpha_3} \right), \quad E \left(\xi, \frac{2\alpha_2}{\alpha_3} \right)$$

— эллиптические интегралы соответственно первого и второго рода.

Подставляя соотношения (11) в третье уравнение системы (10), можно легко увидеть, что характер движения частицы в EH -убитронном поле существенно зависит от значения параметра $2\alpha_2\alpha_3^{-1}$. Другими словами, при увеличении параметра $2\alpha_2\alpha_3^{-1}$ происходит бифуркация, приводящая к качественному изменению вида решений для $\xi(t)$. А именно движение частицы в плоскости XOZ может осуществляться по трем различным траекториям, которые описываются системой (10): а) при $2\alpha_2\alpha_3^{-1} < 1$ реализуются устойчивые траектории, описывающие пролетное движение частицы в области EH -поля; б) при $2\alpha_2\alpha_3^{-1} = 1$ частица движется по неустойчивой траектории, уходя из области EH -поля после первой пары электромагнитов; в) при $2\alpha_2\alpha_3^{-1} > 1$ реализуются устойчивые траектории, характеризующие захват частицы магнитным полем первой пары электромагнитов.

Очевидно, что при захвате частицы полем первой пары электромагнитов происходит дальнейшее ее ускорение аналогичное ускорению в бетатронах. Однако для технологических целей такой режим работы EH -убитронного ускорителя, очевидно, является неэффективным. Это связано прежде всего с тем, что вся остальная область EH -поля остается незадействованной. Что же касается неустойчивых траекторий частицы, то специфику такого движения легко исследовать с помощью следующих квадратур системы (10), которые получаются при выполнении условия $2\alpha_2\alpha_3^{-1} = 1$:

$$p = \cos \xi, \quad h = 1 + \frac{\alpha_1}{\alpha_3} \left(\ln \left| \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\xi}{2} \right) \right| - \sin \xi \right),$$

$$t = \frac{1}{\alpha_3} \left(\ln \left| \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\xi}{2} \right) \right| + \frac{\alpha_1}{2\alpha_3} \ln^2 \left| \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\xi}{2} \right) \right| + \frac{\alpha_1}{\alpha_3} \ln |\cos \xi| \right). \quad (12)$$

Из этих соотношений следует, что на больших временах

$$\lim_{t \rightarrow \infty} (\xi(t)) = \frac{\pi}{2}, \quad \lim_{t \rightarrow \infty} (p(t)) = 0. \quad (13)$$

В силу же того обстоятельства координата x при этом

$$\lim_{t \rightarrow \infty} (x(t)) = \infty, \quad (14)$$

частицы при таком характере движения выбрасываются из области поля в направлении оси OX по прямой, равноудаленной от первой и второй пар электромагнитов.

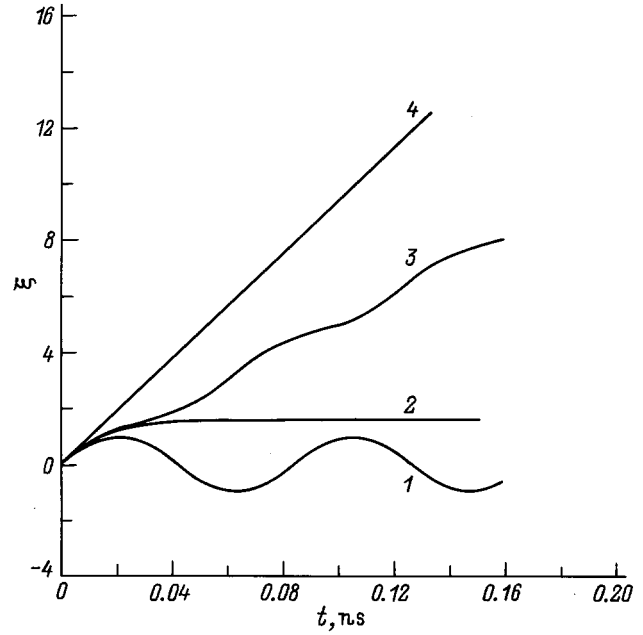


Рис. 1. Решения $\xi(t)$ для различных характеров движения электрона в EH -убитроне.

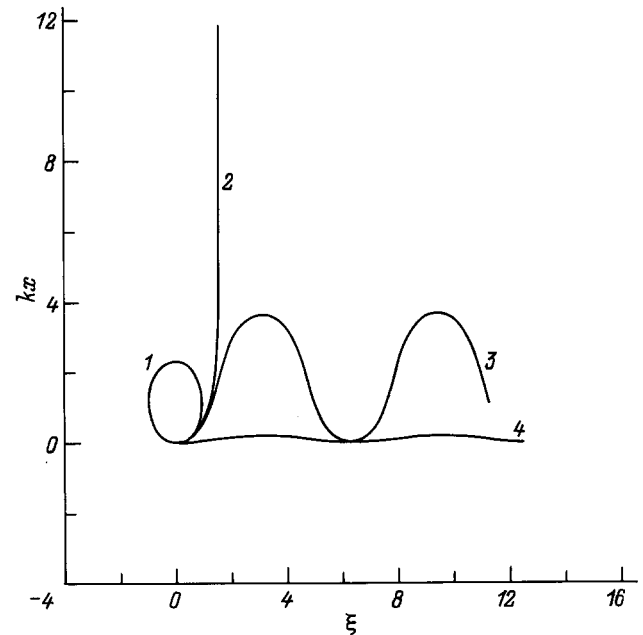


Рис. 2. Траектории движения электрона в плоскости XOZ для различных характеров движения.

В качестве численного примера рассмотрим движение электронов в EH -убитронном поле. Решения для различных траекторий движения показаны на рис. 1 и 2. На рис. 1 показаны решения $\xi(t)$ для разных значений параметра $2\alpha_2\alpha_3^{-1}$. На рис. 2 показаны траектории движения электронов в плоскости XOZ , представленные кривыми $kx(\xi)$ для тех же значений параметра $2\alpha_2\alpha_3^{-1}$. На обоих рисунках кривые 1 соответствуют захватному

движению при значении параметра $2\alpha_2\alpha_3^{-1} = 1.5$, кривые 2 — выплеску частицы из области EH -поля при $2\alpha_2\alpha_3^{-1} = 1$, кривые 3 — сильно возмущенному пролетному движению при $2\alpha_2\alpha_3^{-1} = 0.9$, а кривая 4 описывает слабо возмущенное пролетное движение, реализующееся при $2\alpha_2\alpha_3^{-1} = 0.01$. Все кривые были получены для значения параметра $\alpha_1\alpha_3^{-1} = 10^{-4}$.

Анализируя параметры системы, определяющие величину $2\alpha_2\alpha_3^{-1}$, можно сделать вывод о том, что при заданном значении H_0/k для конкретного вида заряженных частиц существует критическое значение начального релятивистского фактора, определяемое выражением

$$\gamma_{0c} = \sqrt{1 + \left(\frac{eH_0}{mc^2k}\right)^2}. \quad (15)$$

Тогда при движении частицы в EH -убитронном поле захватные траектории реализуются при $\gamma_0 < \gamma_{0c}$, а пролетные при $\gamma_0 > \gamma_{0c}$. Зависимость (15) для электронов приведена на рис. 3. Здесь область I соответствует значениям релятивистского фактора, при которых реализуются пролетные траектории. А область II — значениям, при которых реализуются захватные.

Очевидно, что дрейф частицы вдоль оси OZ с одновременным ускорением в EH -убитронном поле возможен только в случае пролетного движения. Поэтому оценки для изменения энергии мы будем проводить именно в этом случае. Для примера рассмотрим ускорение частицы, движущейся по слабо возмущенной траектории $2\alpha_2\alpha_3^{-1} \ll 1$. Тогда для безразмерной энергии можно

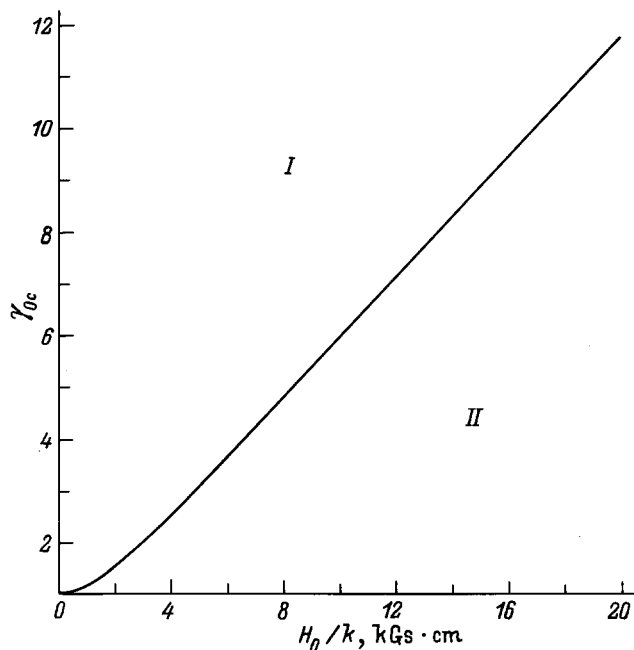


Рис. 3. Зависимость критического значения начального релятивистского фактора γ_{0c} от параметра H_0/k для электронов.

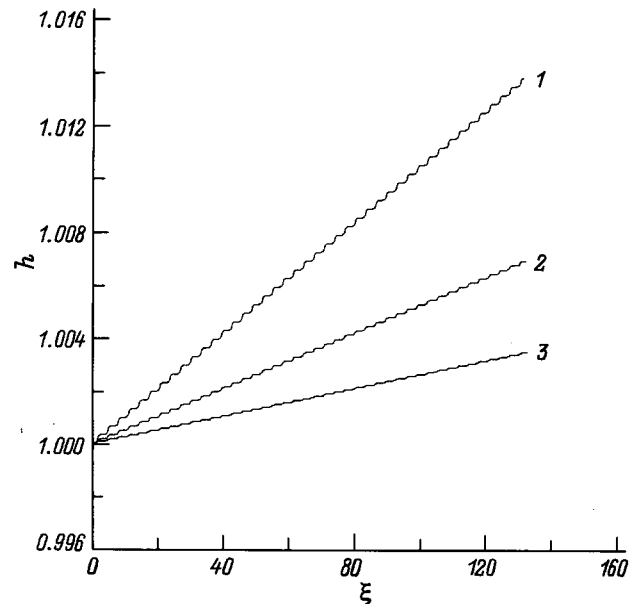


Рис. 4. Зависимости безразмерной энергии электрона h от продольной координаты ξ в случае пролетного движения.

получить приближенное аналитическое решение

$$h = 1 + \frac{\alpha_1}{\alpha_3} \left(\xi - \frac{1}{2} \sin 2\xi \right). \quad (16)$$

Таким образом, при движении частицы по слабо возмущенной траектории среднее значение энергии растет по линейному закону. Что же касается скорости роста, то следует отметить, что условие $2\alpha_2\alpha_3^{-1} \ll 1$, при котором реализуются слабо возмущенные траектории накладывает условие $\alpha_1\alpha_3^{-1} \ll 1$. Поэтому режим слабо возмущенных траекторий характеризуется сравнительно невысокими темпами ускорения.

Рост энергии в случае движения по сильно возмущенным траекториям можно исследовать с помощью соотношений (11). Графики соответствующих зависимостей $h(\xi)$ для электронов представлены на рис. 4 для различных значений параметра $\alpha_1\alpha_3^{-1}$: кривая 1 соответствует зависимости для $\alpha_1\alpha_3^{-1} = 6 \cdot 10^{-5}$, кривая 2 — $3 \cdot 10^{-5}$, кривая 3 — $1.5 \cdot 10^{-5}$. Все три кривые рассчитаны для $2\alpha_2\alpha_3^{-1} = 0.99$.

Анализ движения в EH -убитронных системах с произвольной скоростью изменения амплитуды магнитного поля во времени

Физика процесса взаимодействия частицы с EH -убитронным полем с произвольной скоростью изменения амплитуды магнитного поля является более сложной. Это связано в первую очередь с тем, что процессы захвата частицы полем одной из пар электромагнитов

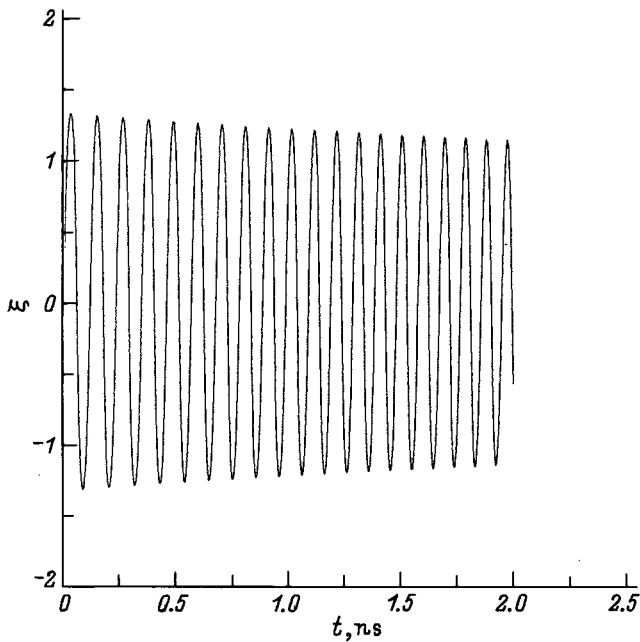


Рис. 5. Решение для $\xi(t)$, описывающее захват электрона полем первой пары электромагнитов в случае произвольной скорости изменения амплитуды магнитного поля во времени.

могут происходить в любом месте области взаимодействия. Иными словами, даже если условие захвата не выполняется на первой паре магнитов, оно может стать справедливым в другом месте области EH -поля из-за увеличения амплитуды магнитного поля во времени. Кроме этого, в таких системах темпы ускорения будут выше, что связано с отменой ограничения на частоту и время пролета (9). Однако, как уже отмечалось, анализ систем с произвольной скоростью изменения магнитного поля осложнен невозможностью отыскать аналитические решения системы (7). Поскольку мы будем пользоваться результатами численного интегрирования системы (7) на примере электронов.

Анализ системы (7) позволяет выделить приближенное условие, при котором реализуется пролетное движение в системах с произвольной скоростью изменения магнитного поля,

$$\frac{2\alpha_2(1 + \mu \sin \omega\tau)^2}{\alpha_3} < 1. \quad (17)$$

По сути условие (17) означает, что напряженности магнитного поля последней пары электромагнитов не хватает для захвата частицы.

Рассмотрим численные решения системы (7) для различных значений параметров $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$. На рис. 5 представлена зависимость $\xi(t)$, характеризующая захват электрона полем первой пары электромагнитов. Параметры системы принимались следующими: $\alpha_1 = 1 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$, $\alpha_2 = 4.8 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$, $\alpha_3 = 9.2 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$, $\omega = 1 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$, $\mu = 1$. Видно, что зависимость носит характер затухающих колебаний. Это связано с тем, что с ростом напряженности магнитного поля во времени уменьшается радиус вращения частицы. Характер траектории в плоскости XOZ показан на рис. 6 кривой $kx(\xi)$ при тех же значениях параметров. Как следует из этого рисунка, траектория частицы сходится к оси между центрами магнитов.

хающих колебаний. Это связано с тем, что с ростом напряженности магнитного поля во времени уменьшается радиус вращения частицы. Характер траектории в плоскости XOZ показан на рис. 6 кривой $kx(\xi)$ при тех же значениях параметров. Как следует из этого рисунка, траектория частицы сходится к оси между центрами магнитов.

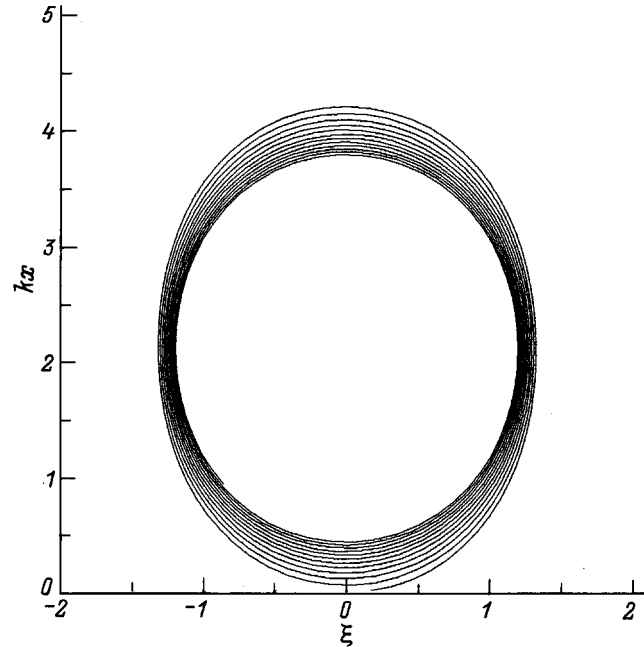


Рис. 6. Траектория движения электрона в плоскости XOZ для тех же условий, что и на рис. 5.

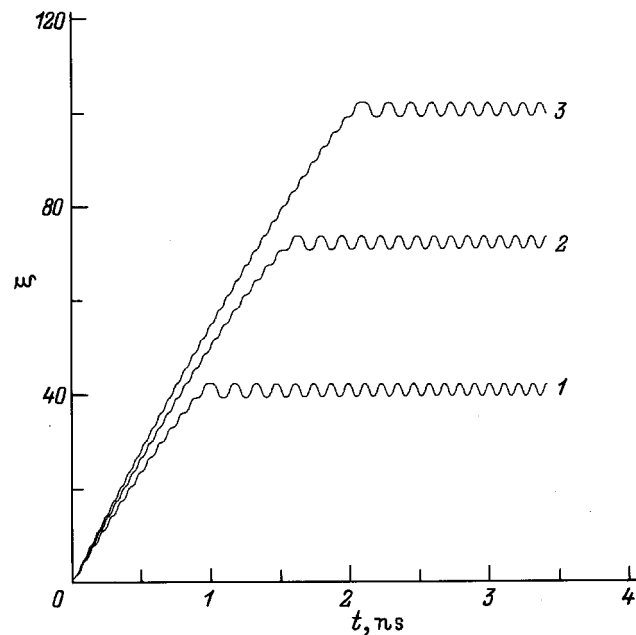


Рис. 7. Зависимости $\xi(t)$, описывающие переход от пролетного движения электрона к захватному в окрестностях различных максимумов магнитной компоненты EH -поля.

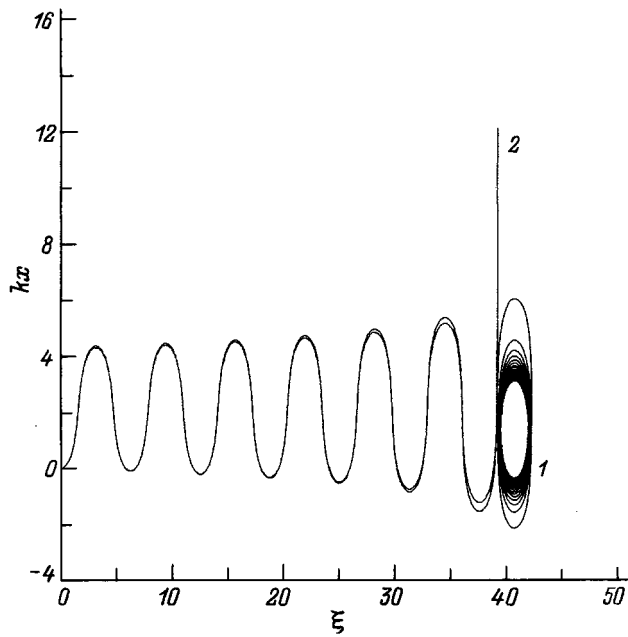


Рис. 8. Траектории движения электрона в плоскости XOZ .

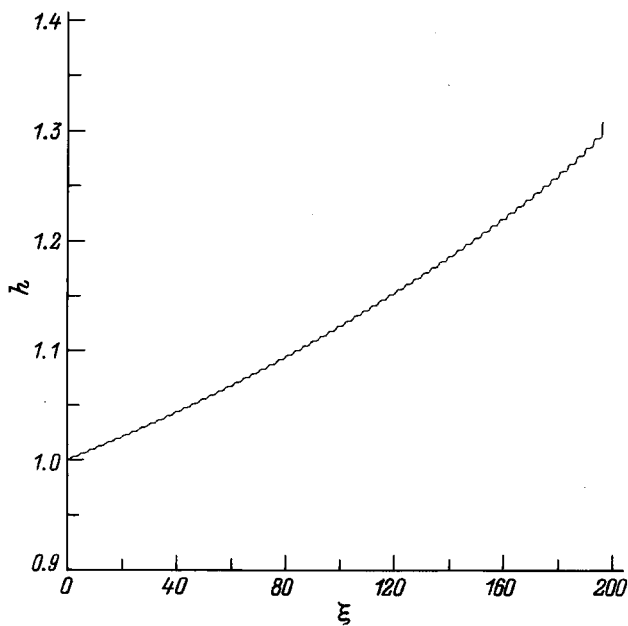


Рис. 9. Зависимость безразмерной энергии электрона h от продольной координаты ξ в случае произвольной скорости изменения амплитуды магнитного поля во времени.

Явление перехода пролетного движения в захватное можно исследовать, рассматривая захват электронов на различных парах электромагнитов. Такие зависимости приведены на рис. 7. Здесь показаны зависимости $\xi(t)$, описывающие переход от пролетного движения к захватному на различных парах электромагнитов. В частности, кривая 1 — захват 14-й парой магнитов

($\alpha_1 = 9.1 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$, $\alpha_2 = 4.28 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$; кривая 2 — захват 23-й парой ($\alpha_1 = 8.8 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$, $\alpha_2 = 4.1 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$); кривая 3 — захват 33-й парой ($\alpha_1 = 8.4 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$, $\alpha_2 = 4 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$). Остальные параметры полагались одинаковыми для всех кривых и равными $\alpha_3 = 9.2 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$, $\omega = 1 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$, $\mu = 1$. Траектории в плоскости XOZ представлены на рис. 8: кривая 1 — захват 14-й парой магнитов (параметры те же, что и для кривой 1 на рис. 7), а кривая 2 — выплеск частицы из области EH -поля между 13-й и 14-й парами электромагнитов ($\alpha_1 = 9.13 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$, $\alpha_2 = 4.3 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$, $\alpha_3 = 9.2 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$, $\omega = 1 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$, $\mu = 1$).

Исследование процесса ускорения можно провести численно, интегрируя систему (7) при условии чисто пролетного движения (17). Пример такого счета показан на рис. 9, где приведена зависимость $h(\xi)$ при следующих значениях параметров: $\alpha_1 = 1.34 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$, $\alpha_2 = 2.6 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$, $\alpha_3 = 9.2 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$, $\omega = 2.4 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$, $\mu = 1$, число пар электромагнитов в последовательности принималось $N = 100$. Видно, что при этих значениях параметров дополнительная энергия, приобретаемая электроном в линейно поляризованном EH -убитронном поле, примерно равна 30% от полной начальной энергии.

Обсуждение результатов

В самых первых работах, посвященных EH -убитронным ускорителям [2], было показано, что существует ограничение на темпы ускорения этих систем. Оно связано с невозможностью увеличения частоты тока ω в обмотках электромагнитов выше некоторого предела, определяемого условием (6). В противном случае вектор напряженности электрического поля \mathbf{E} меняет знак и частица попадает в тормозящую фазу EH -поля. Из проведенного в работе анализа следует также, что при заданном значении начального релятивистского фактора ускоряемых частиц существует ограничение и на амплитуду магнитной компоненты EH -убитронного поля H_0 (15). Таким образом, можно сделать вывод о существовании второго механизма ограничения темпов ускорения EH -убитронных ускорителей, связанного с эффектами захвата, описанными в настоящей работе. В силу же того обстоятельства, что скорость роста энергии частицы в EH -убитронных системах прямо пропорционален величине $H_0^2 \omega$ [2], можно сделать вывод о том, что второй механизм является более существенным и существуют принципиальные ограничения на темпы ускорения подобных установок. Кроме этого, при ускорении немоноэнергетических пучков в EH -системах возможна отсечка части тока, что также связано с захватами частиц полями различных пар электромагнитов. А номер пары магнитов, поле которой захватывает конкретную частицу, зависит от энергии последней. Таким образом, возможна задержка низкоэнергетической части пучка по области ускоряющей секции.

В то же время, как следует из результатов работы, возможным является создание комбинированных схем, в которых последняя пара магнитов играет роль бетатронного ускорителя. Подобные установки могут быть технологически выгодными, если одновременно с ускорением использовать эффект охлаждения пучков заряженных частиц [6]. Тогда на вход бетатронной секции установки будет входить практически моноэнергетический пучок частиц. Этим снимается проблема ускорения различных по масштабам энергии частиц в одном и том же рабочем объеме.

В заключение автор выражает признательность А.И. Олемскому и С.А. Кулешову за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] *Артюх И.Г., Камальдинова Г.Ш.* // Обзоры по электронной технике. Сер. I. Электроника СВЧ. 1987. Вып. 19. С. 1314.
- [2] *Кулиш В.В., Крутько О.Б.* // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. Вып. 9. С. 52–55.
- [3] *Kulich V.V., Kosel P.B., Krutko O.B., Gubanov I.V.* // Proc. of MPSL'96 Conf. Sumy (Ukraine), 1996.
- [4] *Kulich V.V., Kosel P.B., Krutko O.B.* // Abstracts of 23rd European Physical Society Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics. Ukraine, 1996. P. 468.
- [5] *Kulich V.V., Kosel P.B., Krutko O.B.* // Proc. of MPSL'96 Conf. Sumy (Ukraine), 1996.
- [6] *Кулиш В.В., Козел П.Б., Крутько О.Б., Губанов И.В.* // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22. Вып. 15. С. 68–72.
- [7] *Кулиш В.В., Крутько О.Б.* // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. Вып. 11. С. 47–51.
- [8] *Кайлюк А.Г., Квак А.А., Крутько О.Б.* // УФЖ. 1995. Т. 40. № 9. С. 922–925.
- [9] *Моисеев Н.Н.* Асимптотические методы нелинейной механики. М.: Наука, 1969. 380 с.