

2. Седов Л. И. Механика сплошной среды. Т. 1. М.: Наука, 1973.
3. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964.
4. Рубинштейн Л. И. Проблема Стефана. Рига: Звайгзне, 1967.
5. Turland B. D., Peckover R. S. The stability of planar melting fronts in two-phase thermal Stefan problems. — J. Inst. Maths. Applies, 1980, vol. 25, N 1.
6. Sekerka R. F. Morphological stability. — In: Crystal Growth: An Introduction. Amsterdam; North-Holland, 1973.
7. Линь Цзя-цзяо. Теория гидродинамической устойчивости. М.: ИЛ, 1958.
8. Coriell S. R., Cordes M. R. et al. Convective and interfacial instabilities during unidirectional solidification of a binary alloy. — J. of Crystal Growth, 1980, vol. 49, N 1.

УДК 621.384.6 : 537.82

ОСОБЕННОСТИ УВЛЕЧЕНИЯ ПРОВОДЯЩЕГО КОНТУРА ДВИЖУЩИМСЯ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

А. Д. Подольцев, В. Т. Чемерис

(Киев)

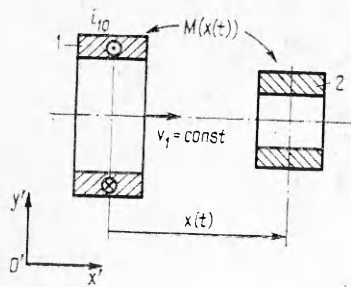
В настоящее время вопросы ускорения макрочастиц размером несколько миллиметров до скоростей 10^6 — 10^8 см/с представляют существенный интерес для физики высокотемпературной плазмы [1]. Так, одним из наиболее перспективных методов подпитки термоядерного реактора топливом считается вбрасывание в зону реакции с необходимостью частотой таблеток термоядерного топлива. Одним из возможных методов получения термоядерного реактора с инерционным удержанием является импульсный нагрев при высокоскоростном соударении макрочастицы с мишенью, когда частица или мишень изготовлены из термоядерного вещества.

Приближенные оценки, приведенные в [1], показывают, что одним из возможных методов ускорения составной крупинки дейтерий — проводник или сверхпроводник является индукционное ускорение в магнитном поле при взаимодействии этого поля с наведенным на крупинку дипольным магнитным моментом. Элементарная оценка предельной скорости для диамагнитной частицы сферической формы дана в [1, 2].

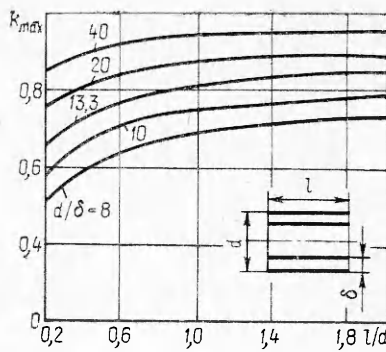
В данной работе в рамках теории электрических цепей для движущихся контуров рассматриваются вопросы захвата и увлечения неподвижного проводящего тела, имеющего форму кольцевого контура, движущимся магнитным полем применительно к проблеме ускорения макрочастиц. Проведенные на простых расчетных моделях исследования позволяют выявить особенности процесса захвата проводника волной магнитного поля. Полученные количественные оценки применимы при рассмотрении ускорения идеально проводящего тела или же тела с конечной электропроводностью, размер которого в направлении диффузии магнитного поля меньше глубины проникновения поля (тонкий проводник).

Постановка задачи. Считая индукторную систему, создающую движущуюся волну магнитного поля, идеально распределенной, будем полагать, что по ее катушкам перемещается токовая зона. При независимости цепей питания катушек эту токовую зону в некотором приближении можно рассматривать как движущийся с постоянной скоростью $v_1 = \text{const}$ электропроводный контур 1 (фиг. 1) с начальным током i_{10} , встречающий на своем пути покоящийся контур 2, т. е. ускоряемое тело. При сближении контуров в результате взаимодействия магнитного поля движущегося контура 1 с наведенным дипольным магнитным моментом контура 2 происходит увлечение последнего. Магнитную связь между контурами будем характеризовать коэффициентом связи $k(x) = M/\sqrt{L_1 L_2}$, где x — расстояние между контурами, $M(x)$ — взаимная индуктивность, а L_1 и L_2 — соответственно индуктивность первого и второго контура. При $k \rightarrow 1$ контуры сближаются так, что потоки рассеяния между ними стремятся к нулю.

1. Рассмотрим первоначально случай, когда активные сопротивления обоих контуров пренебрежимо малы. Исходя из постоянства поточкоцеплений, пронизывающих контуры, получим $\bar{\Psi}_1 = L_1 i_1 + M i_2 = L_1 i_{10}$, $\Psi_2 = L_2 i_2 + M i_1 = 0$, откуда $i_1 = i_{10}/[1 - k^2(x)]$. Тогда магнитная энергия системы двух контуров равна $W_{12} = W_{10}/[1 - k^2(x)]$, где $W_{10} = L_1 i_{10}^2/2$ — начальная магнитная энергия первого контура. Запишем с учетом выражения для W_{12} уравнение баланса энергии двух



Ф и г. 1



Ф и г. 2

контуров в системе координат, связанной с движущимся контуром:

$$(1.1) \quad m_2 v_1^2 / 2 + W_{10} = m_2 v^2 / 2 + W_{10} / (1 - k^2(x)),$$

где $v = v_2 - v_1$ — скорость второго контура по отношению к первому; m_2 — масса второго контура.

Очевидно, что при малых значениях W_{10} контур 2 может пролететь сквозь контур 1 (используется система координат, связанная с первым контуром), а при больших значениях W_{10} — отразиться от него. Второй случай (случай полного увлечения второго контура) характеризуется тем, что в определенный момент времени, предшествующий отражению и соответствующий определенному значению $k(x)$, контуры будут неподвижны относительно друг друга ($v = 0$). При этом из (1.1) получим

$$(1.2) \quad m_2 v_1^2 / 2 = W_{10} k^2(x) / (1 - k^2(x)).$$

Правая часть выражения (1.2) принимает наибольшее значение при $k(x) = k_{\max}$ — момент точного совмещения контуров. Условие полного увлечения второго контура может быть записано в виде

$$(1.3) \quad W_{10} k_{\max}^2 / (1 - k_{\max}^2) \geq m_2 v_1^2 / 2.$$

Из равенства (1.1) следует, что в случае упругого «соударения» контуров при выполнении условия (1.3) контур 2 к концу процесса взаимодействия будет удаляться от контура 1 со скоростью v_1 . При этом его конечная скорость в неподвижной системе координат $v_2^* = 2v_1$. Итак, если необходимо разогнать проводящий контур с массой m_2 до скорости v_2^* в случае пренебрежимо малых диссипативных процессов, магнитное поле индукторной системы должно двигаться со скоростью $v_1 = 0,5 v_2^*$ и обладать магнитной энергией, удовлетворяющей, согласно (1.3), условию

$$(1.4) \quad W_{10} \geq \frac{1}{4} \frac{1 - k_{\max}^2}{k_{\max}^2} \frac{m_2 v_2^{*2}}{2}.$$

Для оценки величины $k_{\max}$ в ряде случаев можно воспользоваться результатами расчета $k_{\max}$ для двух concentric бесконечно тонких соленоидов (фиг. 2). Например, при $k_{\max} = 0,9$ $W_{10} \geq 0,06 m_2 v_2^{*2} / 2$.

2. Рассмотрим увлечение проводящего контура 2, обладающего активным сопротивлением R_2 , при прежних предположениях относительно индукторной системы. Пусть она представляет собой движущийся со скоростью $v_1 = \text{const}$ контур с начальным током и активным сопротивлением $R_1 = 0$. В этом случае электромеханический переходный процесс в системе координат, связанной с первым контуром, описывается следующей системой нелинейных дифференциальных уравнений, записанной для безразмерных величин:

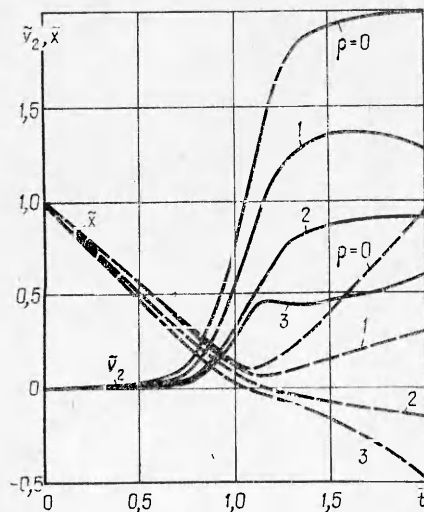
$$(2.1) \quad \frac{d\tilde{i}_2}{d\tilde{t}} = \frac{1}{1 - k^2(\tilde{x})} \left[\tilde{v} \tilde{i}_2 \frac{dk^2(\tilde{x})}{d\tilde{x}} - \rho \tilde{i}_2 - \tilde{v} \frac{dk(\tilde{x})}{d\tilde{x}} \right],$$

$$\frac{d\tilde{v}}{d\tilde{t}} = \frac{1}{\mu} \tilde{i}_2 [1 - k(\tilde{x}) \tilde{i}_2] \frac{dk(\tilde{x})}{d\tilde{x}}, \quad \tilde{i}_1 = 1 - k(\tilde{x}) \tilde{i}_2,$$

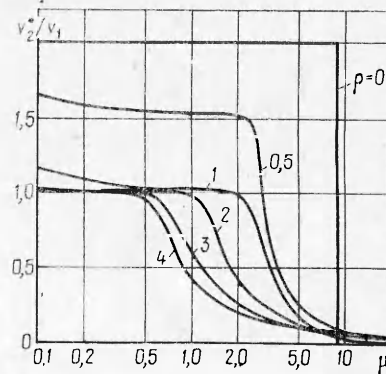
$$\frac{d\tilde{x}}{d\tilde{t}} = \tilde{v}, \quad \tilde{i}_2|_{\tilde{t}=0} = 0, \quad \tilde{x}|_{\tilde{t}=0} = 1, \quad \tilde{v}|_{\tilde{t}=0} = -1,$$

где $\tilde{x} = x/b$ (b — начальное, в общем случае произвольно выбранное расстояние между контурами); $\tilde{i}_1 = i_1/i_{10}$; $\tilde{i}_2 = \sqrt{L_2 i_2^2 / L_1 i_{10}^2}$; $\tilde{v} = v/v_1$; $\tilde{t} = v_1 t/b$; $\rho = R_2 b / L_2 v$ — относительное сопротивление второго контура; $\mu = m_2 v_1^2 / L_1 i_{10}^2$ — относительная масса второго контура. Использовалась следующая аппроксимирующая зависимость коэффициента связи от расстояния между контурами: $k(x) = k_{\max} \exp(-3|x|)$.

Система (2.1) интегрировалась численно методом Рунге — Кутты. На фиг. 3 ($\mu = 1$, $k_{\max} = 0,95$) приведены зависимости расстояния между контурами $\tilde{x}(\tilde{t})$ и скорости второго контура $\tilde{v}_2 = 1 + \tilde{v}$, вычисленной в неподвижной системе координат от времени. При $\rho = 0$ передача механического импульса через электромагнитное поле от движущегося первого контура к первоначально покоящемуся второму контуру имеет упругий характер. Первый контур при выполнении условия увлечения (1.3) не обгоняет при своем движении второй контур, приобретающий в конечном счете в результате взаимодействия вдвое большую скорость. С ростом относительного сопротивления второго контура ρ обмен количеством движения приобретает неупругий характер — конечная скорость второго контура уменьшается. На фиг. 4 ($k_{\max} = 0,95$) показано влияние относительной массы μ и сопротивления ρ второго контура на величину его конечной скорости v_2^* . Под конечной скоростью понимается скорость второго контура в неподвижной системе координат по окончании его взаимодействия с первым контуром, когда $k \rightarrow 0$. При $\rho = 0$ ускоряемый контур может быть либо разогнан до скорости $v_2^* = 2v_1$ ($\mu < \mu_*$), либо прийти в состояние покоя ($\mu > \mu_*$). Исходя из условия (1.2), находим критическое значение массы $\mu_* = k_{\max}^2 / (1 - k_{\max}^2)$. При наличии джоулевой диссипации величина критической массы второго контура уменьшается. В этом случае при $\mu > \mu_*$ первый контур обгоняет второй контур, который в итоге уже не теряет свою скорость до нуля, как при $\rho = 0$, а продолжает двигаться с некоторой скоростью $v_0 < v_1$, частично увлекаясь магнитным полем первого контура (фиг. 3, $\rho = 3$). Частичное увлечение второго контура может быть объяснено тем, что после момента совмещения контуров ток во втором контуре меняет свой знак, что не наблюдается при $\rho = 0$. Это видно из фиг. 5, где изображены зависимости от времени токов в контурах в процессе взаимодействия ($\mu = 1$, $k_{\max} = 0,95$).



Фиг. 3



Фиг. 4

В заключение отметим следующее.

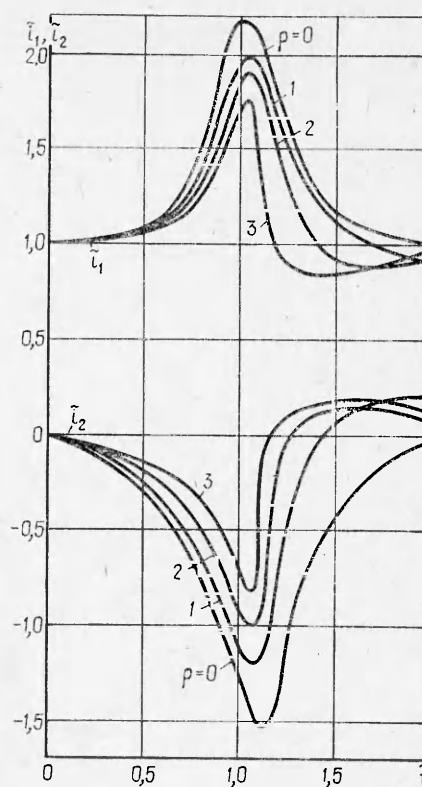
1. Для ускорения идеально проводящего тела до заданной скорости с помощью бегущей магнитной волны необходимо сообщить волне вдвое меньшую скорость и выполнить условие захвата тела волной (1.4).

2. Условием захвата идеально проводящего тела бегущей магнитной волной является требование, чтобы величина энергии магнитного поля, переносимой волной, с учетом коэффициента связи с ускоряемым телом была достаточна для сообщения этому телу кинетической энергии, соответствующей движению тела со скоростью волны.

3. Передача механического импульса от бегущей магнитной волны к ускоряемому телу имеет упругий характер, если это тело идеально проводящее и его относительная масса ниже критической. При этом конечная скорость тела вдвое превышает скорость магнитной волны.

4. Ускорение тела с конечной электропроводностью бегущей магнитной волной имеет характер неупругого взаимодействия, мерой которого является относительное активное сопротивление тела. При этом сохраняет смысл понятие критической массы тела, превышение которой приводит к срыву процесса увлечения тела магнитной волной. С ростом активного сопротивления критическая масса и конечная скорость ускоряемого тела снижаются.

5. Величина переносимой волной энергии магнитного поля, требуемой для ускорения тела или макрочастицы, сильно зависит от максимального достижимого значения коэффициента связи между катушками ускоряющего поля и частицей $\left(W_m \sim \left(\frac{\lambda_{max}^2}{\lambda^2} - 1\right) \frac{mv^2}{2}\right)$.



Ф и г. 5

Поступила 14 V 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Манзон Б. М. Ускорение макрочастиц для управляемого термоядерного синтеза. — УФН, 1981, т. 134, вып. 4.
2. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М.: Мир, 1972.

УДК 537.581

ЭМИССИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ВЫХОДЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ИЗ ПОРОШКА В ВАКУУМ

А. И. Лямкин, А. И. Матыцин, А. М. Ставер
(Новосибирск)

1. Изучение процесса разлета вещества при выходе ударной волны на свободную поверхность является одним из методов получения информации о состоянии вещества за фронтом ударной волны. Кроме того, выход мощной ударной волны сопровождается рядом интересных физических явлений: свечением свободной поверхности [1, 2], образованием плазмы [3, 4], испарением вещества в волне разгрузки [5]. Из-