

## **Квазистационарные волны магнитного и электрического полей, создаваемые пульсирующим источником ударных волн**

**В.Н.Тищенко, И.Ф.Шайхисламов**

*Рассмотрен механизм объединения ударных волн в плазме с магнитным полем. Найден критерий объединения, при выполнении которого точечный источник создает в окружающем пространстве низкочастотные волны магнитного и вихревого электрического полей.*

***Ключевые слова:** пульсирующий источник волн, механизм объединения волн, квазистационарные волны магнитного и электрического полей, ударная волна.*

При рассмотрении механизма объединения ударных волн (МОВ) [1, 2] применительно к оптическому пульсирующему разряду (ОПР) в газе найдены критерии его проявления и выдвинута гипотеза об универсальном характере МОВ. В [1, 2] отмечено, что в сплошной среде последовательно создаются периодические возмущения, например ударные волны (УВ), начальная скорость которых больше скорости звука  $C_0$ . Скорость  $V_0$  перемещения области пульсаций меньше  $C_0$ . УВ создают квазистационарную волну (КВ), если параметры пульсаций и среды удовлетворяют критериям объединения волн. В зависимости от структуры пульсаций МОВ проявляется в виде эффектов, основной особенностью которых является большая длина КВ – области повышенного давления. При этом отсутствуют ограничения на тип среды и энергию пульсаций – искусственных или природных. КВ формируется и при случайном характере пульсаций, если источник УВ удовлетворяет критериям объединения волн. Эффекты, создаваемые ОПР и МОВ, представляют интерес для ряда приложений, а мощные импульсно-периодические лазеры [3, 4] открывают перспективу применения МОВ в различных средах.

В настоящей работе МОВ рассматривается применительно к космической среде, состоящей из плазмы с магнитным полем. В этой среде продольные колебания распространяются с магнитозвуковой скоростью во многом аналогично волнам в газе. Цель работы – поиск критерия проявления МОВ для космического пульсирующего источника, формирующего квазистационарные волны магнитного и вихревого электрического полей (для краткости – магнитные квазистационарные волны (МКВ)). В данном случае гипотезу об универсальном характере МОВ следует уточнить. Цуг импульсов источника создает МКВ – область повышенного (по сравнению с фоном) давления и магнитного поля. При этом магнитная КВ формирует вихревое электрическое поле.

Длина МКВ много больше длины ударной волны, создаваемой одним импульсом, энергия которого равна энергии цуга импульсов. Эффективность преобразования энергии источника в МКВ может быть высокой (~ 30 %).

Ударные волны в плазме изучены весьма подробно [5–10]. Спорадическое пульсирующее выделение энергии, генерирующее сверхзвуковые волны, типично для ряда процессов, идущих в космических объектах, например процессов пересоединения магнитного поля в магнитосфере Земли или в солнечной короне [11]. Объединение сверхзвуковых квазипериодических волн может быть важно также для явления нагрева верхней солнечной короны альфвеновскими волнами [12].

Космические плазмы характеризуются наличием магнитного поля. При этом параметр  $\beta = 8\pi nT/B^2$  (отношение давлений плазмы и магнитного поля), описывающий его относительную роль, меняется в широких пределах – от  $\beta \gg 1$  в магнитосфере Земли до  $\beta \sim 1$  в солнечном ветре и хвосте магнитосферы и  $\beta \ll 1$  в короне Солнца. Здесь  $n$ ,  $T$  – концентрация и температура плазмы;  $B$  – напряженность магнитного поля. Длина свободного пробега частиц является макроскопической по сравнению с другими характеристиками. Отсутствие столкновений приводит к тому, что магнитное поле оказывается «вмороженным» в плазму. МКВ является источником низкочастотных колебаний, в том числе электромагнитных. В отличие от газодинамической квазистационарной волны, МКВ содержит вихревое электрическое поле  $E = VB/c \approx C_0 \delta B/c$ , где  $V$  – скорость плазмы в направлении движения МКВ,  $C_0$  и  $c$  – скорости звука и света соответственно. Электрическое поле, участвуя в низкочастотных процессах, может вызывать разнообразные резонансные эффекты. Например, квазистационарное и крупномасштабное вихревое электрическое поле способно ускорять частицы до высоких энергий.

В данной работе с целью наглядной демонстрации процесса формирования МКВ задача решалась в цилиндрической одномерной геометрии. Рассматривалась однородная, бесстолкновительная, полностью ионизованная идеальная плазма бесконечного объема с концентрацией  $n_0$ , температурой  $T_0$  и «вмороженным» однородным магнитным полем с напряженностью  $B_0$ . Источник воз-

**В.Н.Тищенко, И.Ф.Шайхисламов.** Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. акад. Лаврентьева, 13; e-mail: tishenko@mail.nsk.ru, ildars@ngs.ru

мушений среды, которым в случае лабораторной плазмы является лазерное или резонансное циклотронное излучение, вызывал локальный нагрев плазмы в цилиндрическом объеме. Ось цилиндра была неподвижна и направлена вдоль магнитного поля, длина предполагалась бесконечной, а радиус сечения  $R_q$  – много меньшим динамического радиуса (см. ниже). Каждый мгновенный и локальный нагрев плазмы в дальнейшем будет называться импульсом. Его длительность мала по сравнению с временем расширения нагреваемой области. Задача решалась в рамках магнитно-гидродинамических уравнений, которые можно записать в следующем виде [13]:

$$\frac{\partial}{\partial t} n_p + \frac{\partial}{r \partial r} (r V n_p) = 0,$$

$$\frac{\partial}{\partial t} P + V \frac{\partial}{\partial r} P + \gamma \frac{\partial}{r \partial r} (r V P) = 0,$$

$$\frac{\partial}{\partial t} B + \frac{\partial}{r \partial r} (r V B) = 0,$$

$$n_p M \left( \frac{\partial}{\partial t} V + V \frac{\partial}{\partial r} V \right) = - \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{B^2}{8\pi} + P \right),$$

где  $M$  – масса ионов;  $\gamma = 5/3$  – показатель адиабаты идеальной плазмы. В качестве характерных физических величин брались невозмущенные значения  $n_0$ ,  $P_0$ ,  $B_0$ , а также  $R_0$ . По аналогии с КВ в газе [1], будем считать, что  $C_0$  – магнитозвуковая скорость, которая соответствует скорости распространения слабых возмущений в плазме с магнитным полем:

$$C_0 = \left( \frac{\gamma k T_0}{M} + \frac{B_0^2}{4\pi n_0 M} \right)^{1/2}$$

(измеряется в см/с); динамический радиус (в см)

$$R_0 = (Q/\tilde{P}_0)^{1/2},$$

где  $Q$  – энергия импульса (эрг/см);  $k$  – постоянная Больцмана; температура  $T_0$  измеряется в кельвинах. Полное давление в плазме

$$\tilde{P}_0 = n_0 k T_0 + B_0^2/8\pi$$

(измеряется в дин/см<sup>2</sup>).

При таком представлении  $\tilde{P}_0$ ,  $R_0$  и  $C_0$  критерий объединения волн такой же, как и в газе для КВ (см. ниже). Характерное время  $t_0 = R_0/C_0$ . В безразмерном виде расчетные уравнения для величин  $\rho = r/R_0$ ,  $\tau = tC_0/R_0$ ,  $v = V/C_0$ ,  $p = P/P_0$ ,  $n = n_p/n_0$ ,  $b = B/B_0$  имеют следующий вид:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} n + \frac{\partial}{\rho \partial \rho} (\rho v n) = 0,$$

$$\frac{\partial}{\partial \tau} p + v \frac{\partial}{\partial \rho} p + \gamma p \frac{\partial}{\rho \partial \rho} (\rho v) = 0,$$

$$\frac{\partial}{\partial \tau} b + \frac{\partial}{\rho \partial \rho} (\rho v b) = 0,$$

$$n \left( \frac{\partial}{\partial \tau} v + v \frac{\partial}{\partial \rho} v \right) = - \frac{\partial}{\partial \rho} \left( \frac{A_b b^2}{2} + A_p p \right),$$

где безразмерные параметры выражаются через величину  $\beta = 8\pi n_0 T_0 / B_0^2$ :  $A_b = 2/(2 + \gamma\beta)$ ,  $A_p = \beta/(2 + \gamma\beta)$ . Импульс нагрева плазмы задавался как мгновенное повышение теплового давления  $P$  в области  $\rho_q < 0.1$  при неизменных плотности и напряженности магнитного поля. Соответствующий скачок давления в безразмерном виде есть  $\Delta p = (1 + \beta^{-1})/\rho_q^2 \gg 1$ . При периодическом выделении энергии (большом числе импульсов) концентрация плазмы на оси уменьшается. Для устранения данной особенности радиус пучка излучения  $\rho_q$  брался таким, чтобы охватить плазму с концентрацией не более  $0.01 n_0$ , т.е. радиус области поглощения каждого следующего импульса был больше предыдущего. При этом на оси концентрация не опускалась ниже  $10^{-4} n_0$ . Таким образом, в задаче имеются два параметра: безразмерная частота следования импульсов излучения

$$\omega = f R_0 / C_0 \quad (2)$$

и параметр  $\beta$ , связанный с напряженностью магнитного поля ( $f$  – частота следования импульсов в Гц). Для решения безразмерных уравнений применялась консервативная схема счета в эйлеровых переменных.

Механизм объединения волн можно считать универсальным, если в случае УВ критерии объединения имеют один и тот же вид в разных средах и при разных источниках энергии пульсаций. Для источника, движущегося в газе, эти критерии содержат два безразмерных параметра – скорость источника относительно газа и частоту его пульсаций [1, 2]. Если источник неподвижен, то объединение и подобие описываются только частотой  $\omega$ , тогда как в плазме с магнитным полем используются два параметра –  $\omega$  и  $\beta$ . Однако и в последнем случае, как показано ниже, можно использовать лишь  $\omega$ , поскольку влияние  $\beta$  мало. При этом в безразмерных переменных, нормированных на скорость звука и динамический радиус, граничная частота  $\omega$ , при которой начинает действовать МОВ, тоже слабо зависит от  $\beta$ .

Формирование МКВ в сильном магнитном поле показано на рис. 1, где представлены «осциллограммы зонда», измеряющего перепад полного давления на расстоянии  $R_p = 100$  от источника энергии пульсаций (расчет). Как показывают расчеты, объединение волн в МКВ происходит в области размером  $\sim R_0$ . На расстоянии  $(10 - 20)R_0$  завершаются нелинейное взаимодействие УВ в цуге и формирование стационарной формы и спектра цугов МКВ. Точку наблюдения с координатой  $R_p = 100$  можно считать находящейся на бесконечности. В сильном магнитном поле его давление определяет интенсивность волны, поэтому имеет смысл характеризовать МКВ перепадом полного давления, которое в безразмерном виде записывается как

$$\delta p = \frac{P}{P_0} - 1 = \frac{b^2 - 1 + \beta(p - 1)}{1 + \beta}. \quad (3)$$

При малых  $\beta$  параметр  $\delta p$  определяется исключительно магнитным полем:  $\delta p \approx b^2 - 1$ . Можно выделить две граничные частоты, характеризующие объединение волн, –  $\omega_1$  и  $\omega_2$ . Как видно из рис. 1, при  $\omega < \omega_1 \sim 0.2$  сигнал представляет собой последовательность отдельных УВ.

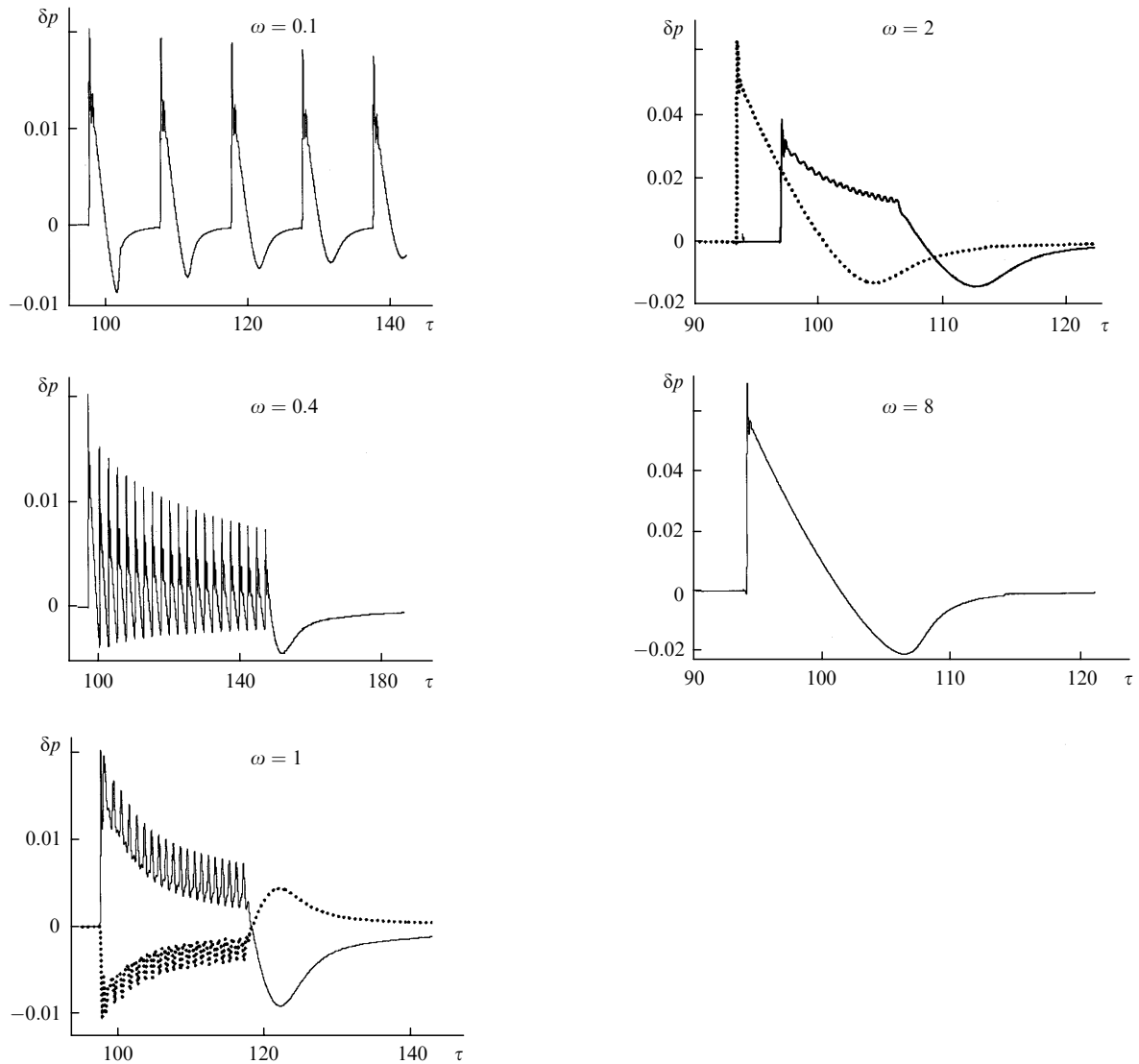


Рис.1. Перепад полного давления  $\delta p$  на расстоянии от источника энергии пульсаций  $R_p = 100$  для разных частот  $\omega$  повторения импульсов при числе импульсов в пучке, равном 20, и  $\beta = 0.1$ . Пунктирными кривыми для частоты  $\omega = 1$  показаны квазистационарное вихревое электрическое поле с  $E = vb$ , для  $\omega = 2$  – сигнал от одного импульса с энергией, равной суммарной энергии пучка из 20 импульсов.

Фазы сжатия и низкого давления соседних УВ разделены во времени. При  $\omega > \omega_2 \sim 1$  ударные волны пучка, объединяясь, формируют протяженную область высокого давления, больших магнитного и электрического полей – МКВ. Для высоких пульсаций ( $\omega \gg \omega_2$ ) сигнал, создаваемый пучком импульсов, является таким же, как и для одиночного импульса с полной энергией пучка (см. рис.1,  $\omega = 8$ ). Переходная область находится в диапазоне частот  $\omega_1 < \omega < \omega_2$ . Значения  $\omega_1$  и  $\omega_2$  слабо зависят от  $\beta$ . Это следует из серии расчетов, в которых каждому значению  $\beta$  соответствовала такая частота  $\omega^*$ , при которой на всем протяжении фазы сжатия МКВ, создаваемой пучком с большим количеством импульсов, минимальная концентрация плазмы в МКВ была не ниже начальной,  $n_p/n_0 \geq 1$ . В диапазоне  $\beta = 0.01 - 100$  значение  $\omega^*$  изменялось от 0.82 до 0.76.

Важнейшее отличие МКВ от УВ с такой же энергией состоит в том, что при большом числе импульсов в пучке длина МКВ много больше длины УВ, поскольку длина МКВ растет линейно с числом импульсов в пучке  $N$ , а длина фазы сжатия УВ, создаваемой одним импульсом с энергией, равной энергии пучка, имеет более слабую

зависимость от  $N$ . Отношение длин МКВ и УВ равно  $\sim N^{0.68}$ .

Эффективность МКВ для генерации низкочастотных колебаний была исследована отдельно методом фурье-анализа. Рассматривалась последовательность из большого числа пучков, имеющих длительность  $T = 50$  (много больше единицы) и следующих друг за другом с периодом  $2T$ , что соответствует частоте следования пучков  $\Omega = 1/2T = 0.01$  (много меньше единицы). Каждый пучок заполнен импульсами с частотой  $\omega$ , число которых  $N = T\omega$ . Форма сигналов на датчике, расположенном в точке  $R_p = 100$ , близка к представленной на рис.1, где  $N = 20$ . Спектры мощности  $L_s$  сигналов для разных частот импульсов  $\omega$  показаны на рис.2. Эффективность преобразования высокочастотных пульсаций в низкочастотные МКВ характеризует доля мощности в спектре

$$\delta_c(\omega_s) = \int_0^{\omega_s} L_s d\omega_s.$$

Если  $\omega < \omega_1$ , то волны не объединяются (рис.2,а) и  $\delta_c$  в области низких частот  $\Omega$  мало. По мере приближения  $\omega$

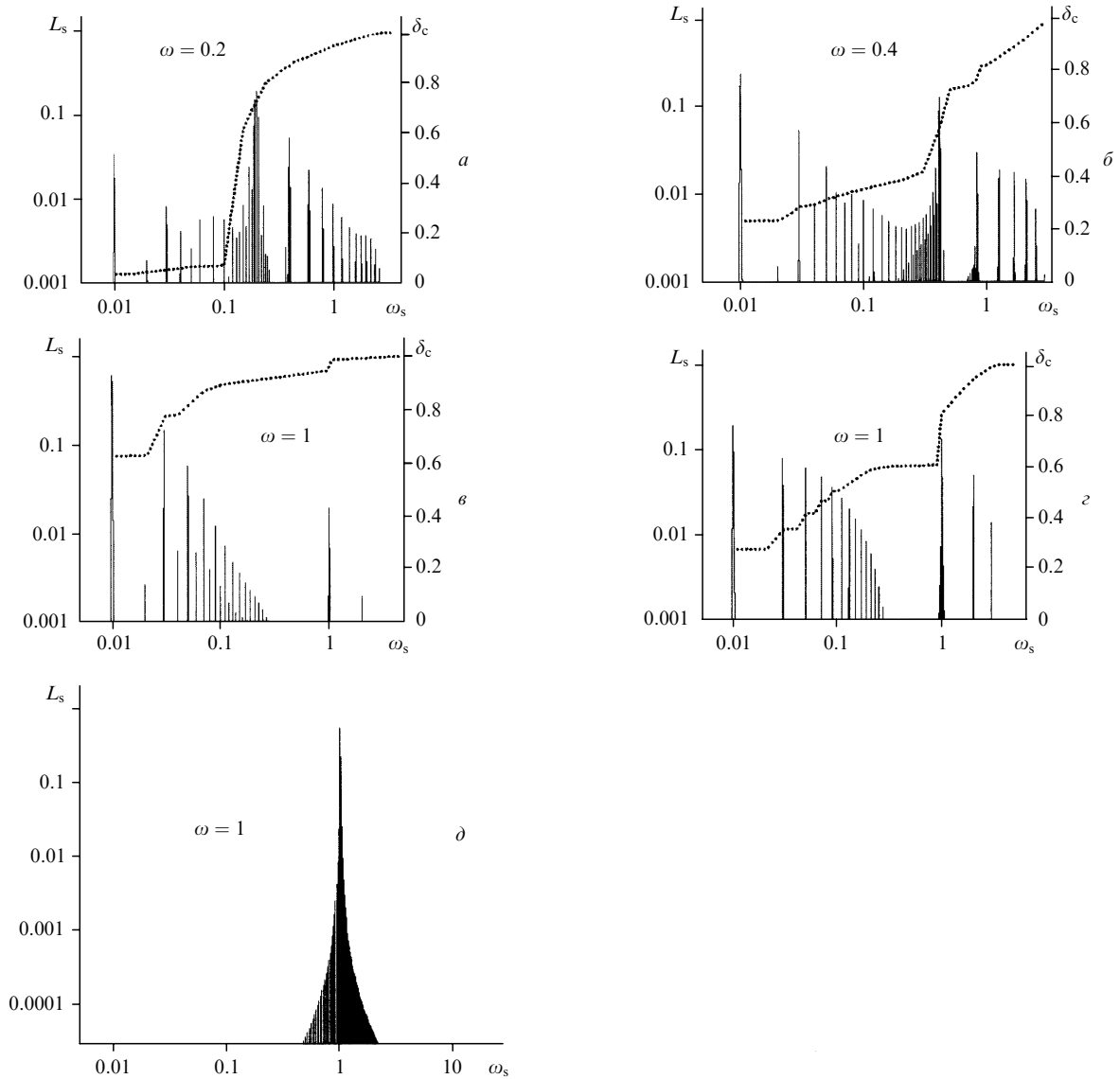


Рис.2. Спектры мощности  $L_s$  цугов с частотой следования  $\Omega = 0.01$  и различной частотой повторения импульсов в цугах. Пунктирные кривые ( $\delta_c$ ) – доля мощности спектра в интервале частот  $0 - \omega_s$ . При  $\omega \ll 1$  в спектре преобладает несущая частота  $\omega$  и ее обертоны, при формировании МКВ ( $\omega > 1$ ) – частота следования цугов и ее обертоны; спектр  $\varepsilon$  соответствует линейному суммированию сигнала,  $\delta$  – спектр цугов, заполненных синусоидальным сигналом.

к  $\omega_2$  величина  $\delta_c(\Omega)$  возрастает. Формирование МКВ при  $\omega > \omega_2$  приводит к тому, что основная часть энергии ( $\sim 70\%$ ) сосредоточена на частоте  $\Omega$ . Спектральный анализ позволяет подтвердить, что механизм объединения волн является нелинейным. На рис.2,г представлен спектр сигнала, полученного математическим сложением одиночных импульсов с периодом  $1/\omega = 1$ , форма которых показана на рис.1 ( $\omega = 0.1$ ). Из сравнения значений  $\delta_c$  на рис.2,б и в следует, что МКВ генерирует низкочастотные гармоники с существенно большей эффективностью. Кроме того, представляло интерес сравнить спектры цугов во время действия МОВ со спектром цугов, заполненных гармоническим сигналом с частотой  $\omega = 1$ . Спектр цугов синусоид показан на рис.2,д. Видно, что основная доля мощности сосредоточена вблизи  $\omega_s \sim \omega$  (с шириной линии  $\sim \Omega$ ), а на частоте следования цугов  $\omega_s = \Omega = 0.01$  интенсивность линий пренебрежимо мала.

Задача о формировании МКВ имеет два безразмерных параметра –  $\omega$  и  $\beta$ . Однако удалось найти такое представление  $R_0, C_0$  и  $\omega$ , при котором объединение волн

и их подобие определяются, как и в газе, только частотой  $\omega$ . Слабое влияние  $\beta$  как независимого параметра подобия и объединения волн подтверждено расчетами в диапазоне значений  $\beta = 0.01 - 100$ . Сходство механизмов формирования КВ в плазме ( $\beta \gg 1$ ) и МКВ в магнитном поле ( $\beta \ll 1$ ) демонстрируется на рис.3, где изображен сигнал удаленного зонда при различных значениях магнитного поля. Безразмерные частоты следования импульсов и расстояния до зонда во всех случаях одинаковы. Видно, что сигналы очень близки друг другу, несмотря на то что в сильном магнитном поле величина  $\delta r$  пропорциональна изменению магнитного поля, а в слабом – теплового давления. Незначительное различие связано с влиянием  $\beta$ . Таким образом, в плазме с магнитным полем пульсирующий источник УВ создает МКВ, если выполняется критерий объединения волн

$$\omega \equiv fR_0/C_0 > \omega_2 \sim 1. \quad (4)$$

Одновременно  $\omega$  является и параметром подобия, что

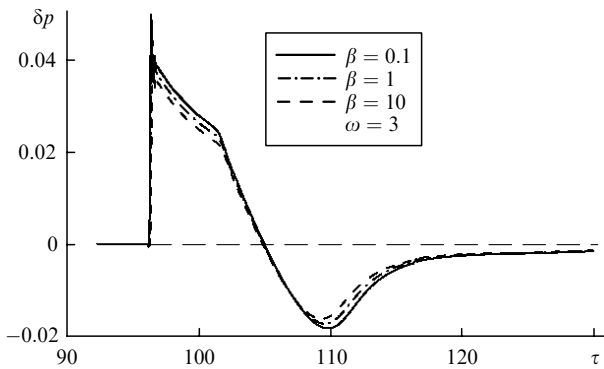


Рис.3. Перепад полного давления  $\delta p$  на расстоянии  $R_p = 100$  при фиксированной частоте импульсов для случаев сильного ( $\beta = 0.1$ ), умеренного ( $\beta = 1$ ) и слабого ( $\beta = 10$ ) магнитных полей. Число импульсов в пучке равно 20.

достигается использованием выражения (3) для представления перепада полного давления в МКВ. В выборе правой части (4) допустима некоторая неопределенность. УВ начинают взаимодействовать друг с другом уже при  $\omega > \omega_1$ . Это проявляется в изменении спектра и доли мощности на частоте повторения пучков. Принятый критерий (4) соответствует случаю, когда на основной линии в спектре пучков, следующих с частотой  $\Omega$ , содержится более 60 % мощности спектра периодически следующих пучков. Возможен и другой подход – запись выражения (4) в виде

$$\omega \equiv fR_0/C_0 > \omega^* \sim 0.8.$$

В этом случае  $\delta_c(\Omega)$  меньше, но выполняется условие, согласно которому концентрация частиц в фазе сжатия МКВ больше фоновой (см. выше). Сравнительно небольшой диапазон  $\omega_1 - \omega_2$  соответствует очень широкой области размерных значений энергии и частоты пульсаций источника.

Следует отметить, что граничные частоты  $\omega_1$  и  $\omega_2$  зависят от типа симметрии. Их полученные значения оказались близкими к таковым для газов при цилиндрической симметрии источника пульсаций [14]. Для сферической симметрии  $\omega_1$  и  $\omega_2$  в несколько раз больше [1, 2, 15].

Оценим пространственно-временные масштабы событий в солнечной короне, которые могут приводить к формированию МКВ. При средней величине магнитного поля  $\sim 1$  Гс и концентрации частиц  $\sim 10^9$  см $^{-3}$  среднее значение магнитозвуковой скорости  $C_0$  составляет  $\sim 10^7$  см/с,  $\beta = 0.1$ . Взрывное выделение энергии (вспышки) происходит в локальных областях, где магнитные поля могут составлять  $\sim 1$  кГс. Объединение ударных волн от отдельных вспышек будет происходить только при определенной связи между энергией и частотой событий. Поскольку в пространстве вспышки распределены случайно, то следует использовать оценки для сферической геометрии [1, 2], в которой граничные частоты объединения УВ примерно в 3 раза больше, чем для цилиндрической.

Для проявления эффектов МОВ на масштабе солнечной короны  $\sim 10^{10}$  см следует ограничиться событиями с динамическим масштабом отдельных вспышек  $R_0 < 10^9$  см, что соответствует энергии  $Q < 4 \times 10^{25}$  эрг. События с такой энергией классифицируются в физике Солнца как микро- и нановспышки [16]. Необходимая частота событий в зависимости от энергии выражается как  $f > 10^7/Q^{1/3} > 0.03$ , т.е. период следования микро-вспышек в короне составляет не менее 30 с. С использованием критериев [1] можно найти как максимальное расстояние, так и разброс по энергии последовательности вспышек, при которых формируется МКВ.

Таким образом, неподвижный источник, генерирующий пучок ударных волн, создает в плазме с сильным магнитным полем квазистационарную волну магнитного и вихревого электрического полей. Объединение волн и подобие МКВ, так же как и в газе, определяется лишь безразмерной частотой пульсаций  $\omega$ . Это является дополнительным подтверждением гипотезы об универсальности механизма объединения волн. При большом числе импульсов длина МКВ много больше длины УВ, создаваемой единичным импульсом, энергия которого равна энергии пучка. В пучках МКВ основная доля мощности сосредоточена на частоте их повторения. В космосе возможны процессы, параметры которых соответствуют условиям формирования МКВ.

Авторы выражают благодарность А.Г.Пономаренко за поддержку исследований и полезные обсуждения. Работа поддержана РФФИ (грант № 03-02-17716), СО РАН (грант № 152).

1. Тищенко В.Н. *Квантовая электроника*, **33** (9), 823 (2003).
2. Тищенко В.Н., Аполлонов В.В., Грачев Г.Н., Гулидов А.И., Запрягаев В.И., Меньшиков Я.Г., Смирнов А.Л., Соболев А.В. *Квантовая электроника*, **34** (10), 941 (2004).
3. Третьяков П.К., Грачев Г.Н., Иванченко А.И., Крайнев В.Л., Пономаренко А.Г., Тищенко В.Н. *Докл. РАН*, **336** (4), 466 (1994).
4. Аполлонов В.В., Кийко В.В., Кислов В.И., Суздальцев А.Г., Егоров А.Б. *Квантовая электроника*, **33** (9), 753 (2003).
5. Райзер Ю.П. *ЖПМТФ*, № 6, 19 (1963).
6. Сагдеев Р.З. *Вопросы теории плазмы*, **4**, 20 (1964).
7. Великович А.Л., Либерман М.А. *Физика ударных волн в газах и плазме* (М.: Наука, 1987).
8. Lembege D. et al. *Space Sci. Rev.*, **110**, 161 (2004).
9. Dudnikova G.I., Orishich A.M., Ponomarenko A.G., Vshivkov V.A., Zakharov Yu.P. *Proc. Int. Conf. Plasma Astrophysics* (Telavi, Georgia, 1990, p. 191).
10. Biskamp D. *Magnetic Reconnection in Plasmas* (Cambridge: Cambridge University Press, 2000).
11. Прист Э.Р. *Солнечная магнитогидродинамика* (М.: Мир, 1985).
12. Паркер Е. *Космические магнитные поля* (М.: Мир, 1982).
13. Самарский А.А., Попов Ю.П. *Разностные методы решения задач газовой динамики* (М.: Наука, 1980).
14. Тищенко В.Н., Грачев Г.Н., Гулидов А.И., Запрягаев В.И., Посух В.Г. *Квантовая электроника*, **31** (4), 283 (2001).
15. Тищенко В.Н., Грачев Г.Н., Запрягаев В.И., Смирнов А.Л., Соболев А.В. *Квантовая электроника*, **32** (4), 329 (2002).
16. Kahler S.W., Reames D.V., Sheeley N.R. *Astrophys. J.*, **562**, 558 (2001).