01;08

Конусные волны и образуемые в них потоки энергии продольного направления

© И.А. Колмаков

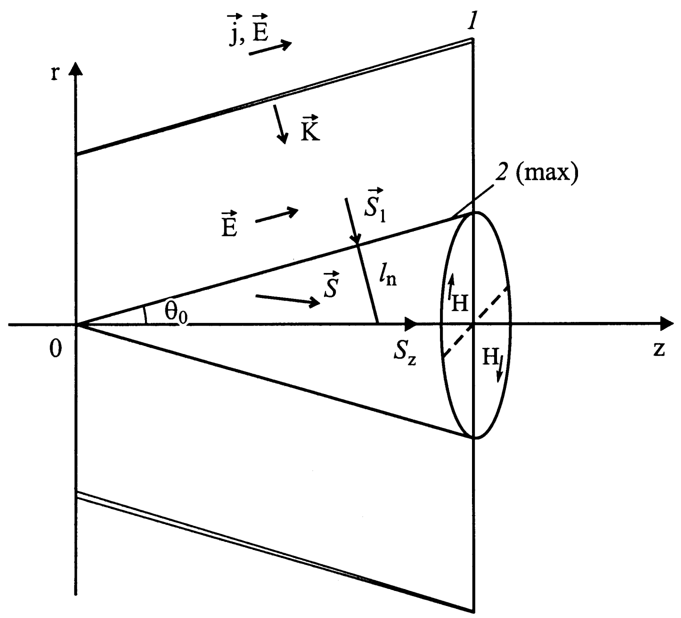
Поступило в Редакцию 29 сентября 1999 г.

Рассматриваются сходящиеся к продольной оси конические волны электромагнитной природы. Показано, что при определенных условиях возникают самоускоряющиеся потоки энергии (импульса) большой интенсивности. Возможны разнообразные применения конусных волн: для ускорения частиц, в качестве источника мощного и остронаправленного излучения; источника, преобразующего мгновенную пространственную информацию во временну́ю; в расходометрии и т. д. Отмечается возможность проявления в конусных волнах неизвестных свойств материи.

В данном сообщении рассматриваются ранее не исследовавшиеся конусные волны (КВ), сходящиеся к своей продольной оси. Градиентная структура волн приводит в случае КВ к последовательному (начиная от вершины конуса в направлении к его основанию вдоль продольной оси) сжатию (самосжатию) внутренней части поля приосевой области, сопровождающемуся в общем случае ускоренным в продольном направлении движением. Создавая определенное распределение тока по поверхности излучателя, или акустическое давление в случае акустических полей можно получать узкие, остронаправленные и интенсивные потоки энергии (импульса).

Конусные волны (КВ) образуются при одновременном излучении всеми точками поверхности излучателя, имеющего форму усеченного конуса, в направлении внутренней нормали к ней ("фокусировка" КВ) акустических, электромагнитных (ЭМ) и, по-видимому, волн (сигналов) иной природы, причем одновременность излучения — необходимое условие ортогональности волнового вектора фронту КВ. В акустике подобная одновременность излучения достигается при использовании электроакустических излучателей (пьезокерамических и др.), а сами КВ могут наблюдаться визуально с помощью теневых и интерференционных методов (информация о них, например, в [1,2]). В случае же ЭМ волн для получения КВ с одновременным излучением необходима специальная конструкция излучателя, а визуализация возможна, по-видимому, лишь косвенная. Однако, как показали теоретические исследования, КВ в акустике и электродинамике имеют общие закономерности, что может способствовать изучению ЭМКВ и проблемы в целом.

Далее рассматриваются КВ электромагнитного происхождения, при этом используются обозначения, принятые в [3]. Заметим также, что скорости исследуемых далее потоков энергии приосевой области не имеют ничего общего с фазой и групповой скоростью света. Возникновение же потоков объясняется тем, что КВ образуют своеобразный "конусный поршень", фокусирующий и одновременно ускоряющий поток энергии вдоль оси КВ. На рисунке изображена схема излучателя (*1*) КВ и самой КВ (*2*) в момент образования в точке 0 — начале координат, вершины конуса с углом θ_0. Направление тока $\mathbf{j}$, полей $\mathbf{E}, \mathbf{H}$ и волнового вектора $\mathbf{k}$ обозначено стрелками. На конусной поверхности КВ величины



E и H принимают максимальные значения (max) и в направлении l_n, нормальном ко внутренней поверхности конуса, изменяются для простоты, по гармоническому закону; предполагается, что угол θ_0 мал. При фокусировке поверхности равной фазы КВ, расположенные на таких расстояниях от вершины 0, на которых еще не сказывается воздействие потока энергии, обусловленного сжатием, имеют в направлении l_n скорость, равную скорости света c; вдоль оси $0Z$ — вершина конуса — скорость $v_{0Z} = c \cdot sin^{-1}\theta_0$; точки пересечения радиальной плоскости с фазовой поверхностью КВ — скорость $v_{0R} = c \cdot cos^{-1}\theta_0$. "Градиентное" сжатие (см. далее) внутреннего поля КВ первоначально, в области вблизи вершины 0 КВ, а затем и во все более отдаленных от нее областях КВ, приводит к росту скорости потока энергии в направлении (преимущественно): от точки 0, в которой скорость $v_Z = v_{0Z} = \text{const}$, и далее — вдоль оси $0Z$; при этом $v_Z \geqslant v_{Z0}$ и движение может иметь ускоренный характер. Следовательно, в процессе фокусировки КВ вблизи оси $0Z$ возникает самоускоряющийся поток энергии (импульса) продольного направления, скорость которого растет по мере приближения к $0Z$. Для эффективности такого движения, в частности достаточной его длительности, необходима градиентная структура КВ — наличие градиента поля в направлениях: от вершины 0 КВ вдоль $0Z$ и от поверхности максиального значения поля КВ (на рисунке — поверхности конуса) к $0Z$.

Схема решения задачи о продольном поле КВ такова. Сначала находим поле КВ в форме бегущей вдоль l_n гармонической волны, т. е. до сжатия внутренней области КВ, когда вектор Пойтинга $\mathbf{S}_1 \uparrow\downarrow l_n$, а плотность энергии $W_1 = S_1 \cdot c$. Затем решается задача о сжатии поля, характеризуемого величиной $\mathbf{S}$ и скоростью потока энергии v, а в качестве начального условия используются выражения для $\mathbf{S}_1$, W_1. Далее приводятся фрагменты решения, являющиеся обоснованием изложенного выше, и необходимые аналитические выражения.

Решение первой части задачи сводится к решению волнового уравнения для КВ, получаемого из уравнений Максвелла в цилиндрических координатах, и имеет вид:

$$E_l = E_l(0) \cdot \sqrt{l_n \cdot L_n^{-1}} \cdot \exp\{-ik(L_n - l_n + ct)\};$$

$$H_\varphi = E_l(0) \cdot \cos 2\theta_0 \cdot \sqrt{l_n \cdot L_n^{-1}} \Big\{ (2kL_n)^{-1} \sin[k(l_n - L_n - ct)] - \cos[k(l_n - L_n - ct)] \Big\}, \tag{1}$$

где l — направление вдоль и параллельно поверхности конуса; L_n — текущие значения координат точек внутренней области КВ в направлении l_n — значения L_n на границе — поверхности конуса. Компоненты тензора напряжений данной задачи таковы:

$$\sigma_{ZZ} = (8\pi)^{-1} \cdot \left(E_Z^2 - E_R^2 - H_\varphi^2\right);$$
$$\sigma_{RR} = (8\pi)^{-1} \cdot \left(E_R^2 - E_Z^2 - H_\varphi^2\right);$$
$$\sigma_{RZ} = \sigma_{ZR} = (4\pi)^{-1} E_R E_Z;$$
$$\sigma_{\varphi\varphi} = (8\pi)^{-1} \cdot \left(H_\varphi^2 - E_R^2 - E_Z^2\right);$$
$$\sigma_{R\varphi}, \quad \sigma_{\varphi R}, \quad \sigma_{Z\varphi}, \quad \sigma_{\varphi Z} = 0; \tag{2}$$

E_R, E_Z. H_φ — даются выражениями (1), (2), а вектор $\mathbf{S}_1$ и плотность W_1 — равенствами:

$$|\mathbf{S}_1| = 2N_1 \cdot c \cdot \cos 2\theta_0 \cdot \Big\{ (4kL_n)^{-1} \cdot \sin(2X) - \cos^2(X) \Big\};$$

$$W_1 = N_1 \Big\{ 2\cos^2\theta_0 \cdot \cos^2(X) + (2k_{L_n})^{-2} \cdot \cos 2\theta_0 \times [\sin(X) - 4kL_n \cos(X)] \cdot \sin(X) \Big\}, \tag{3}$$

где $N_1 = E_l^2(0) \cdot l_n \cdot (8\pi L_n)^{-1}$; $(X) = (l_n - L_n - ct)$.

Уравнения (1)–(3) полностью определяют поле КВ до момента сжатия.

Решение второй части задачи основывается на законах сохранения энергии и импульса: $\partial T_i^k / \partial X^k = 0$. Интегрируя соответствующие уравнения по объему конуса и учитывая его уменьшение при фокусировке, происходящее со скоростью c, имеет, например, для S_Z в трехмерной записи:

$$\int \dot{S}_Z dV(t) = \oint \big\{ \sigma_{ZR} df_R + R^{-1} \sigma_{Z\varphi} df_\varphi + \sigma_{ZZ} df_Z \big\}. \tag{4}$$

Интегрируя полученное из (4) решение по времени, используя (2), а в качестве начального условия — (3) при $t = 0$ и применяя теорему о среднем, получим:

$$\tilde{S}_Z = \frac{3c \cdot E_l^2(0) \cdot l_n}{8\pi \cdot \sin\theta_0} \cdot \left\{ \frac{\cos 2\theta_0}{12kL_n^2} \cdot \Big[1 - \cos[2k(l_n - L_n)]\Big] \right.$$
$$\left. + \frac{1}{r^2 z}\left\{ ct \cdot [b_1] + \frac{c^2t^2}{2}[b_2] + \frac{c^3t^3}{3}[b_3] + \frac{c^4t^4}{2}[b_4] \right\} \right\}, \qquad (5)$$

где

$$[b_1] = \frac{z}{\cos\theta_0} - r\left(1 + \frac{a_2}{2}\right) - \frac{a_2}{2}\left(l_n + \frac{1}{4k^2 r^0 (2\cos\theta_0)^2}\right),$$

$$[b_2] = \frac{3(r - r^0)}{z \cdot \sin\theta_0}\left(1 + \frac{a_2}{2}\right) - \frac{6}{\sin\theta_0} - \frac{1}{\cos\theta_0} \cdot \left[1 + \frac{1}{2}\left(\frac{3a}{z \cdot \sin\theta_0}\right.\right.$$
$$\left.\left. \times \left(l_n + \frac{1}{16k^2 r^0 \cdot \cos\theta_0}\right) + 1 + \frac{l_n}{4r^0 \cdot \cos\theta_0}\right)\right],$$

$$[b_3] = -\frac{3}{z \cdot \sin\theta_0} \cdot \left(1 + \frac{1}{\cos\theta_0} + \frac{a_2}{2}\right),$$

$$[b_4] = a_1 k^2 \left(1 - \frac{3l_n}{z \cdot \sin\theta_0}\right) \cdot \cos\theta_0,$$

$$r^0 < r, \qquad a_1 = (1 + \cos 2\theta_0) \cdot \cos 2\theta_0, \qquad a_2 = \cos^2 2\theta_0.$$

Из уравнения (5) видно, что $\tilde{S}_Z$ растет пропорционально r^{-2} и $\sin^{-1}\theta_0$. В линейном по t приближении плотность потока быстро растет со временем. Учет нелинейных членов показывает, что в последующие моменты времени рост $\tilde{S}_Z$ несколько замедляется. Это объясняется тем, что: во-первых, само решение (процедура интегрирования) имело линеаризованный характер и, во-вторых, и это более существенно, при решении предполагалось, что амплитуда во всех точках поверхности излучателя имеет постоянное значение. Для поддержания же длительного и тем более ускоряющего движения необходимо (см. выше) нарастание (по определенному закону) поля излучателя в направлении к его большему коническому основанию. Решение для $\tilde{S}_\varphi$ обнаруживает вращение потока вокруг оси $0Z$, увеличивающееся с уменьшением радиуса. Составляющая же $\tilde{S}_R \backsim \cos^{-1}\theta_0$, т.е. для малых r: $\tilde{S}_Z \gg \tilde{S}_R$. В начале сжатия $\tilde{S}_R$ растет, а в последующие моменты имеет тенденцию к более быстрому, чем $\tilde{S}_Z$, уменьшению. Более точное и детальное исследование КВ возможно с помощью численных методов, алгоритм которых очевиден уже из изложенного выше. Скорость потока энергии в направлении $0Z$: $v_Z^n = \tilde{S}_Z \cdot W^{-1}$, определяется равенством:

$$v_Z^n = c \cdot E_l^2(0) \cdot \left(8\pi\tilde{W}\sin\theta_0\right)^{-1} \cdot \Big\{ l_n \cdot r^3 \cdot z \cdot (6kL_n^2)^{-1} \cdot \sin\theta_0 \cdot \cos^2\theta_0$$
$$+ 2r \cdot l_n \cdot \{f(t)\} \cdot \sin^2\theta_0 \cdot \cos^{-1}\theta_0 \Big\}. \qquad (6)$$

В (6) $\{f(t)\}$ — выражение, стоящее во внутренних фигурных скобках (4); значение же $\tilde{W}$ ввиду громоздкости не расшифровывается. Из (6) следует, что v_z^n растет со временем: знаменатель растет медленнее числителя, а пояснения к (5) остаются в силе и для скорости v_Z^n.

Сходящиеся КВ могут иметь разнообразные применения, в частности, использоваться: для ускорения частиц (преимущества КВ в качестве ускоряющих полей перед известными методами, рассмотренными, например, в [4], непосредственно видны из изложенного выше); в качестве источника мощного и остронаправленного ЭМ излучения; в качестве принципиально нового источника-преобразователя, в котором исходная информация, закладываемая одновременно вдоль фазовой поверхности КВ, т.е. являющаяся пространственной, преобразуется в информацию временну́ю; весьма перспективным может оказаться при получении эффектов типа эха [5] — с трансформацией направления излучения; в расходометрии [6], медицине, при решении ряда технических задач. Наконец, в КВ могут быть созданы такие условия, в которых возможно проявление не известных до сих пор свойств материи, новых видов ее.

Список литературы

[1] *Абруков С.А.* Теневые и интерференционные методы исследования оптических неоднородностей. Казань: Казан. универ., 1962. 84 с.
[2] *Холдер Д., Норт Р.* Теневые методы в аэродинамике. М.: Мир, 1966. 179 с.
[3] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория поля. М.: Наука, 1988. 509 с.
[4] *Матвеев А.Н.* Электродинамика и теория относительности. М.: Высш. школа, 1964. 423 с.
[5] *Колмаков И.А., Антонов Н.Н.* // Физика плазмы. 1992. Т. 18. В 10. С. 1372–1375.
[6] *Колмаков И.А.* // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. В. 5. С. 53–56.