

04

© 1991 г.

СЛОЖНЫЙ ЭФФЕКТ ДОПплера И ИЗЛУЧЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ИСТОЧНИКА В ТЕПЛОЙ ПЛАЗМЕ

В. В. Амелин, Ю. М. Сорокин

Исследуются закономерности релятивистского преобразования временно́го и пространственного спектра источников, движущихся в теплой плазме. Показано, что порядок сложного эффекта Допплера остается здесь таким же, как и в случае холодной изотропной плазмы, в то время как условия проявления эффекта оказываются существенно иными. Изучен характер релятивистских aberrаций для электромагнитных и плазменных волн. Показано, что из-за дисперсии возможна aberrационная фокусировка лучей из конечного интервала углов вперед, а также аномальный aberrационный эффект, когда угол aberrационного отклонения в непоглощающей диспергирующей среде растет с ростом частоты источника. Рассчитаны электромагнитные и плазменные диаграммы направленности реальных источников на примере осциллирующего электрического диполя. Показано, что эффект aberrационной расходимости устойчив по отношению к пространственной дисперсии среды.

Введение

Вид временно́го и пространственного спектра излучения источника, движущегося в среде, определяется, как известно, эффектом Допплера и релятивистскими aberrациями, качественные закономерности которых существенно зависят от характера дисперсии и анизотропии среды. Во временно́м спектре наличие дисперсии может приводить к возможности приема двух-трех различных частот ω под заданным углом Θ от монохроматического (в сопровождающей системе) источника. Указанный кинематический эффект, получивший название сложного эффекта Допплера [1, 2], связан с возбуждением в системе быстрой и медленных по сравнению со скоростью источника V волн, приходящих к наблюдателю в различные моменты времени. Наиболее характерен сложный эффект Допплера для плазмopodobных сред, в том числе анизотропных [3-12]. Именно на примере плазмы было впервые показано, что возникновение доплеровской неоднозначности во временно́м спектре обусловлено aberrационным наложением плоских волн, испущенных в сопровождающей источник системе отсчета под разными углами Θ' (сложный aberrационный эффект [10]). Подобное наложение обуславливает появление интегрируемой aberrационной расходимости в функции пересчета диаграммы направленности (по волновому вектору \mathbf{k}) из системы K' , сопровождающей источник, в систему K , связанную со средой, что и было показано в [11] на примере высокочастотных волн в холодной изотропной плазме. Однако энергетические закономерности излучения релятивистских источников, связанные с возникновением сложного эффекта Допплера и сложного aberrационного эффекта, остаются малоизученными. Отсутствуют ответы как минимум на два принципиальных вопроса: 1) приводит ли особенность функции пересчета к наблюдаемым эффектам в K , т. е. может ли быть отличным от нуля пространственный спектр реальных источников, обдуваемых диспергирующей средой (в системе K') под теми углами Θ , для которых имеет место aberrационное наложение; 2) устойчив ли эффект aberrационной расходимости по отношению к пространственной дисперсии среды (введение которой, как известно, устраняет особенности в ряде задач теории излучения). Обсуждение указанных вопросов и составляет предмет настоящей работы.

1. Эффект Доплера и релятивистские абберации в теплой плазме

В релятивистской (как по скорости упорядоченного, так и по скорости хаотического движения электронов) гидродинамической модели свойства плазмы в системе K' описываются тензором [13]

$$\varepsilon'_{ij} = \varepsilon' \delta_{ij} + \beta_i \beta_j (1 - \varepsilon') \frac{k'^2 - \omega'^2/c^2}{(\omega'/c - k'\beta)^2} \frac{\Gamma - 1}{L} - k'_i k'_j \frac{(1 - \varepsilon') \Gamma}{\gamma^2 (\omega'/c - k'\beta)^2} + (k'_i \beta_j - k'_j \beta_i) \frac{(1 - \varepsilon') (\Gamma - 1)}{(\omega'/c - k'\beta) L}, \quad (1)$$

где $i, j=1, 2, 3$; k' — волновой вектор; $\beta = V/c$; $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$; параметры Γ , ω_p , ε' и L определяются температурой T , плотностью энергии \mathcal{E} и концентрацией плазмы N в сопровождающей системе отсчета

$$\Gamma = \frac{N}{\kappa T + \mathcal{E}/N} \frac{d}{dN} (\kappa T + \mathcal{E}/N), \quad \varepsilon' = 1 - \omega_p^2/\omega'^2, \quad \omega_p^2 = \frac{4\pi e^2 N c^2}{\kappa T + \mathcal{E}/N}, \quad L = 1 - \Gamma - \Gamma \frac{k'^2 - \omega'^2/c^2}{\gamma^2 (\omega'/c - k'\beta)^2}. \quad (2)$$

Рассуждая аналогично тому, как это сделано в [14], можно показать, что для описываемой тензором (1) среды поле произвольного монохроматического источника ($E \sim \exp(i\omega t')$) в дальней зоне представляет собой сумму волн трех типов. Волны первого типа удовлетворяют дисперсионному соотношению

$$c^2 k'^2 = \varepsilon' \omega'^2 \quad (3)$$

в сопровождающей среду системе отсчета K являются чисто поперечными и поэтому далее, как и в [14], будут называться электромагнитными. Волны второго типа удовлетворяют дисперсионному соотношению

$$\frac{(1 - \varepsilon') \omega'^2/c^2}{\gamma^2 (\omega'/c - k'\beta)^2} - 1 + \Gamma \left(1 + \frac{k'^2 - \omega'^2/c^2}{\gamma^2 (\omega'/c - k'\beta)^2} \right) = 0, \quad (4)$$

в сопровождающей среду системе отсчета K являются продольными и ниже, следуя [14], будут называться плазменными волнами. Как вытекает из (4), дисперсионное соотношение для них в системе K имеет вид

$$c^2 k^2/\omega^2 = \varepsilon/\Gamma, \quad \varepsilon = 1 - \omega_p^2/\omega^2. \quad (5)$$

Волны третьего типа распространяются вдоль скорости среды ($-V$), экспоненциально затухают в поперечном к V направлении и определяют решение типа «следа», которое в системе отсчета K , связанной со средой, принадлежит ветви плазменных колебаний ($\omega = \omega_p$, $k^2 = 0$).

Исследование закономерностей эффекта Доплера и релятивистских аббераций будем проводить на основе общих формул (см., например, [10])

$$\omega' = \gamma(\omega - kV) = \gamma\omega(1 - \beta n(\omega, \Theta) \cos \Theta), \quad (6)$$

$$\text{tg } \Theta' = \gamma^{-1} \frac{n(\omega, \Theta) \sin \Theta}{n(\omega, \Theta) \cos \Theta - \beta}, \quad (7)$$

где n — показатель преломления среды в системе отсчета K , Θ — угол между скоростью движения источника V и волновым вектором k в той же системе отсчета.

При вычислении показателя преломления n в теплой плазме для краткости ниже ограничимся случаем малых температур, когда средняя тепловая скорость движения частиц $v_T \ll c$, так что можно воспользоваться следующими приближенными значениями параметров:

$$\omega_p^2 \simeq \frac{4\pi e^2 N}{m}, \quad \Gamma \simeq \frac{5}{3} \frac{\kappa T}{mc^2} \simeq \frac{v_T^2}{c^2}. \quad (8)$$

Поскольку дисперсионное соотношение (3) не отличается от использованного в [10] для случая холодной плазмы, то для волн электромагнитного типа в теплой плазме сохраняют силу все результаты работы [10], включая сложный эффект Доплера и сложный абберационный эффект при условии $\omega_p < \omega' < \gamma\omega_p$ ($\beta > \sqrt{\varepsilon'}$) в конусе углов $\Theta < \Theta_{\max}^{(1)}$, где

$$\Theta_{\max}^{(1)} = \arccos[\beta^{-1}(1 - \omega'^2/\gamma^2\omega_p^2)^{1/2}]. \quad (9)$$

Поэтому далее рассмотрим более подробно эффект Доплера и релятивистские абберации лишь для волн плазменного типа.

С учетом дисперсионного соотношения (5) и упрощений (8) формулу для эффекта Доплера (6) на плазменных волнах можно представить в виде

$$\omega' = \gamma\omega(1 - M\sqrt{1 - \omega_p^2/\omega^2} \cos \Theta), \quad M = \frac{V}{v_T}. \quad (10)$$

Формула (10) позволяет изучить особенности эффекта Доплера для медленных волн, поскольку для движущихся излучателей легко может быть обеспечено как условие $M < 1$, так и противоположное условие $M > 1$. График зависимости ω (ω') при $\Theta = \text{const}$ для «дозвукового» движения излучателя ($M < 1$) качественно аналогичен построенному в [10] для высокочастотных волн в хо-

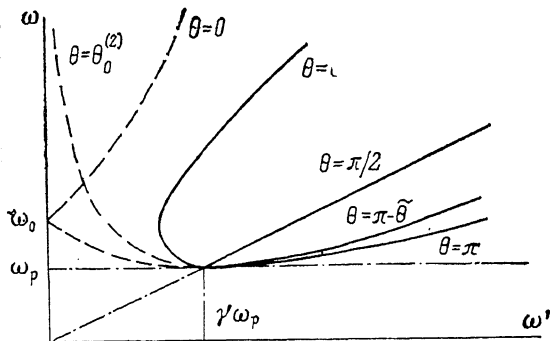


Рис. 1. Эффект Доплера на плазменных волнах для движущегося монохроматического источника при заданном угле наблюдения (сплошные кривые — $M < 1$, пунктир — $M > 1$).

лодной плазме (сплошные кривые на рис. 1). Количественные отличия связаны с расширением области определения функции ω (ω') в сторону низких частот. Нетрудно убедиться, что зависимость ω (ω') имеет вертикальную касательную в точке

$$\omega'_* = \gamma\omega_p(1 - M^2 \cos^2 \Theta)^{1/2}, \quad \omega_* = \gamma\omega_p^2/\omega'_*. \quad (11)$$

Таким образом, для частот излучателя, лежащих в интервале $\gamma\omega_p \sqrt{1 - M^2} < \omega' < \gamma\omega_p$, имеет место сложный эффект Доплера в конусе $\Theta < \Theta_{\max}^{(2)}$, причем $\Theta_{\max}^{(2)}$ определяется из (11) следующим образом:

$$\Theta_{\max}^{(2)} = \arccos(M\sqrt{1 - \omega'^2/\gamma^2\omega_p^2}). \quad (12)$$

При «сверхзвуковом» движении излучателя ($M > 1$) эффект Доплера на плазменных волнах приобретает все качественные черты аномального эффекта Доплера, рассмотренного ранее для «сверхсветового» движения источника в диэлектрической среде с показателем преломления $n > 1$ [1, 15, 16]. Имеются, однако, и дополнительные особенности, связанные с наличием дисперсии в среде. Формула Доплера в этом случае

$$\omega' = \gamma\omega |1 - M\sqrt{1 - \omega_p^2/\omega^2} \cos \Theta| \quad (13)$$

приводит к зависимости ω (ω'), которая при Θ , достаточно близких к нулю, качественно отличается от случая «дозвукового» движения (штриховая кривая на рис. 1). Как видно из рис. 1, «сверхзвуковой» источник сколь угодно малой частоты ω' возбуждает в теплой плазме продольные (в системе K) волны с частотами $\omega > \omega_p$. Пересечение доплеровской кривой с осью частот ($\omega' = 0$) имеет место в точке

$$\omega = \omega_0 = \omega_p [1 - 1/M^2 \cos^2 \Theta]^{-1/2}. \quad (14)$$

На черенковском конусе¹ $\cos \Theta_0 = M^{-1}$ зависимость ω (ω') имеет вертикальную асимптоту в нуле. Таким образом, в соответствии с известными представлениями аномальный эффект Доплера (внутри конуса $\Theta < \Theta_0$) является сложным, причем с увеличением угла Θ здесь имеет место возрастание частоты ω для обеих доплеровских компонент (для более высокочастотной — неограниченное).

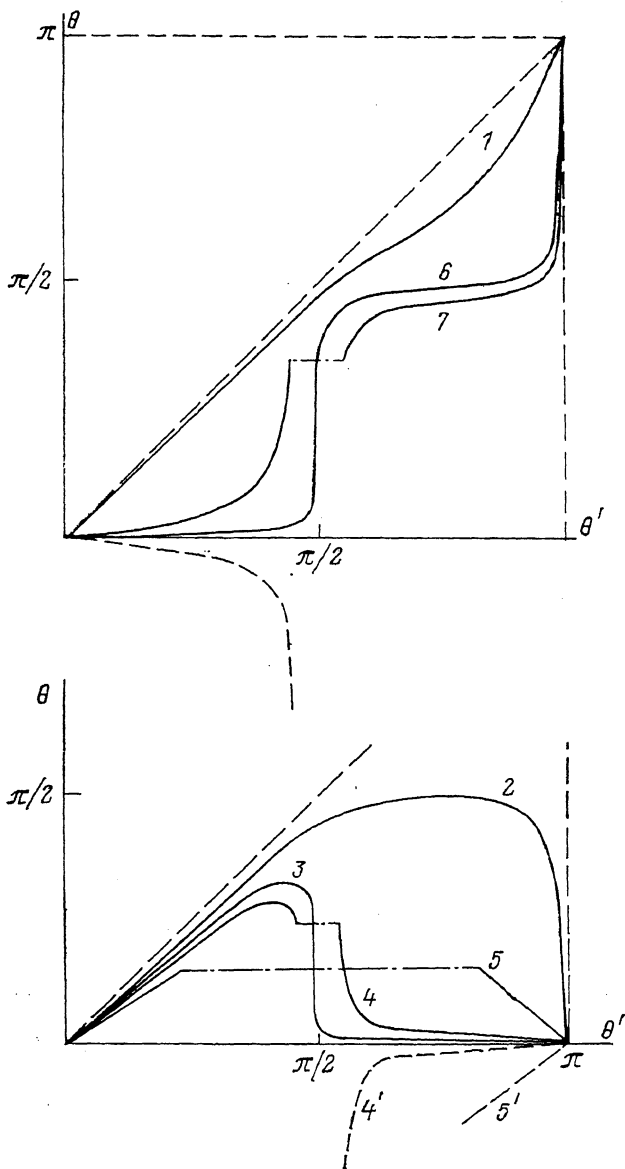


Рис. 2. Абберационные эффекты для плазменных волн на фиксированной частоте наблюдения при $\beta = 0.1$.

M : 1—5 — 0.9, 6 — 19, 7 — 25; ω_p/ω' : 1 — 0.9; 2 — 1.0; 3 — 1.087; 4 — 1.1; 5 — 1.5; 6, 7 — 0.99.

Следует обратить внимание на то, что в отличие от случая недиспергирующей среды эффект Доплера остается сложным и вне черенковского конуса,² где доплеровская частота ω более высокочастотной компоненты падает с ростом

¹ С тем же правом здесь можно говорить о конусе Маха.

² Вне черенковского конуса могут быть использованы результаты, полученные ранее для случая $M < 1$ (сплошные кривые на рис. 1).

угла Θ .³ Действительно, конус существования сложного эффекта Допплера, определяемый формулой (12), оказывается шире черенковского ($\Theta_{\text{макс}}^{(2)} > \Theta_0$) и занимает всю переднюю полусферу в пределе $\omega' = \gamma \omega_p$. Наименьшее значение ω' , для которого под заданным углом может быть получен сложный эффект Допплера, определяется по-прежнему формулой (11).

Для того чтобы выделить эффекты, связанные с дисперсией среды, исследование абerrационной зависимости Θ (Θ') при $\omega' = \text{const}$ проведем для случая нерелятивистского движения источника ($\beta \ll 1$). Наиболее характерные абerrационные кривые, рассчитанные на ЭВМ по формулам (5), (7), (8), (10) и соответствующие различным соотношениям между тремя безразмерными параметрами: релятивистским γ , плазменным ($\xi_p = \omega_p / \omega'$) и маховским ($\Delta = [\gamma | 1 - \beta M^{1/2} |^{-1}$]), приведены на рис. 2. Семейство кривых 1—5 позволяет проследить особенности проявления абerrационных эффектов при «дозвуковом» ($M < 1$) движении источника по мере снижения его собственной частоты (роста плазменного параметра ξ_p). Для частот $\omega' > \gamma \omega_p$ ($\gamma \xi_p > 1$), когда сложный эффект Допплера отсутствует (см. выше), абerrации выражены относительно слабо и заметны главным образом для волн, испущенных в заднюю полусферу (кривая 1). При $\gamma \xi_p = 1$ имеет место бифуркация зависимости Θ (Θ'), физически связанная с возникновением медленных волн, а формально выражающаяся в появлении максимума на кривой Θ (Θ'). Наличие такого максимума при $\gamma \xi_p > 1$ (кривая 2) соответствует эффекту локальной (по угловому спектру) абerrационной фокусировки под углом $\Theta = \Theta_{\text{макс}}^{(2)} < \pi/2$, приводящему к расходимости функции преобразования интенсивности на конусе, ограничивающем область существования сложного эффекта Допплера (ср. [11]). При дальнейшем снижении частоты величина $\Theta_{\text{макс}}^{(2)}$ уменьшается, а зона фокусировки плоских волн в системе K' смещается в область $\Theta' < \pi/2$ (кривая 3). Точное равенство обеспечивается при $\xi_p = \Delta$. Для более низких частот, когда $\xi_p = \Delta^2$, локальная абerrационная фокусировка сменяется глобальной: плоские волны, испущенные в K' во всю заднюю полусферу, формируют в K одну плоскую волну, распространяющуюся под углом $\Theta = 0$. В низкочастотной по ω' области, когда $\xi_p > \Delta^2$, абerrационная кривая терпит разрыв (кривые 4, 5). Вне разрыва расчет приводит к отрицательным значениям Θ' при $\Theta' > \pi/2$, что показано на рис. 2 штриховыми кривыми 4', 5'. В области разрыва действительным частотам ω' соответствуют комплексные частоты ω в системе K . Другими словами, испущенные в некотором конусе в K' плазменные волны воспринимаются в системе K , связанной с плазмой, как «волны следа», экспоненциально затухающие под углом к скорости V . По мере снижения частоты ω' (роста параметра ξ_p) конус формирования следа в K' расширяется (кривая 5). Плоские волны, испущенные в K' вне этого конуса, испытывая абerrационное наложение, обеспечивают в K сложный эффект Допплера.

Сравнение кривых 3—5 позволяет выявить новую закономерность, которую по аналогии с аномальным эффектом Допплера можно назвать аномальным абerrационным эффектом: с уменьшением частоты источника ω' угол абerrационного отклонения $|\Theta - \Theta'|$ волнового вектора плоской волны, испущенной в K' под определенным углом Θ' , может не увеличиваться, а уменьшаться. На рис. 2 это проявляется в том, что в задней полусфере по Θ' кривая 3 проходит выше кривой 2. Для исследованного ранее случая высокочастотных волн в изотропной плазме [10] подобное невозможно. При этом по-прежнему все кривые Θ (Θ') проходят ниже биссектрисы $\Theta = \Theta'$, т. е. знак абerrаций (отклонение вперед) сохраняется.

Отметим, что условие $\xi_p = \Delta^2$ перекачки плазменных волн в волны следа может быть выполнено и в отсутствие сложного эффекта Допплера, когда $\gamma \xi_p > 1$. Абerrационная зависимость для этого случая представлена на рис. 2 кривой 7. Как видно из сравнения кривых 1, 6, 7, сильные абerrации возможны и

³ Допплеровская частота низкочастотной компоненты монотонно растет до границы сложного эффекта Допплера ω_* , где частоты обеих компонент выравниваются.

при нерелятивистском движении источника, в том числе в отсутствие сложного эффекта Доплера, но лишь для гиперзвуковых скоростей ($M \gg 1$).

При «сверхзвуковом» ($M > \beta^{-1}$) движении источника также возможен эффект глобальной абберационной фокусировки в K под углом $\Theta = 0$, только формируют этот пик волны, испущенные в K' в переднюю полусферу. Эффект локальной фокусировки, связанный со сложным эффектом Доплера, при $\gamma \xi_p > 1$ возможен и для «сверхзвукового» источника. Отличие заключается лишь в том, что зона фокусировки в K' все время остается в области $\Theta' > \pi/2$.

2. Релятивистское преобразование интенсивности

Ограничиваясь для краткости наиболее интересным случаем монохроматического в K' источника, введем интенсивность $I = I(\Theta)$, определяемую согласно равенству

$$dE = I(\Theta) d\Omega dt, \quad (15)$$

где dE — полная энергия, излучаемая внутри телесного угла $d\Omega$ за время dt .

Аналогичное равенство для штрихованных величин определяет интенсивность $I' = I'(\Theta')$ в системе K' . Выполняя релятивистский пересчет входящих в (15) величин dE , $d\Omega$, dt , аналогично тому, как это сделано в [1], для электромагнитных волн в теплой плазме после громоздких, но элементарных вычислений находим следующую функцию релятивистского преобразования интенсивности:

$$G_1(\Theta) = I(\Theta)/I'(\Theta'(\Theta)) = n\gamma^{-4} |F_1(\omega, \Theta, \beta)(1 - \beta n \cos \Theta)^{-1} \times \\ \times (1 - \beta \cos \Theta/n)^{-1} | R_2^{-3/2}(\Theta, n, \beta), \quad (16)$$

где

$$F_1(\omega, \Theta, \beta) = (n - \beta \cos \Theta)^2 + \frac{1}{2} \frac{\beta^2 \omega_p^2}{\omega^2} \sin^2 \Theta, \\ R_1(\Theta, \omega, \beta) = (n \cos \Theta - \beta)^2 + (1 - \beta^2) n^2 \sin^2 \Theta, \\ n = (1 - \omega_p^2/\omega^2)^{1/2}.$$

Аналогичная по смыслу функция преобразования интенсивности для плазменных волн имеет вид

$$G_2(\Theta) = n\gamma^{-1} |F_2(\omega, \Theta, \beta)(1 - \beta n \cos \Theta)^{-1}(1 - \beta \cos \Theta/n\Gamma^{1/2})^{-1} | R_2^{-3/2}(\Theta, n, \beta), \quad (17)$$

где

$$R_2(\Theta, n, \beta) = R_1(\Theta, n_p, \beta), \\ n_p = ((1 - \omega_p^2/\omega^2)/\Gamma)^{1/2}, \\ F_2(\omega, \Theta, \beta) = (1 - \beta \cos \Theta/n\Gamma^{1/2})(n^2 - \beta n \cos \Theta) + \frac{1}{2} \frac{\beta^2 \omega_p^2}{\omega^2 \Gamma^{1/2}} \sin^2 \Theta.$$

Исследование формул (16), (17) показывает, что для обоих типов волн в теплой плазме функция релятивистского преобразования интенсивности имеет расходимость соответственно под углом $\Theta_{\max}^{(1)}$ и $\Theta_{\max}^{(2)}$, связанную с особенностью эффекта абберационного наложения плоских волн, когда интервал $d\Theta$ оказывается величиной более высокого порядка малости, чем соответствующий ему интервал $d\Theta'$ (точка экстремума на рис. 2).

Таким образом, эффект абберационной расходимости функции релятивистского преобразования интенсивности в диспергирующей среде устойчив по отношению к наличию пространственной дисперсии. Для ответа на вопрос о физической наблюдаемости эффекта, т. е. виде спектра реальных источников, образуемых теплой плазмой, в интервале особенности абберационного наложения (в окрестности экстремума функции $\Theta(\Theta')$) в качестве простейшего примера, обладающего достаточной общностью, рассмотрим дипольный осциллятор.

3. Излучение релятивистского диполя в теплой плазме

Следуя [14], поле электрического диполя с моментом $\mathbf{p} \exp(i\omega't')$ в сопровождающей системе отсчета K' представим в дальней зоне в виде суммы трех перечисленных в разделе 1 волн: электромагнитной, плазменной и волны следа. Для электромагнитной волны вектор Пойнтинга имеет вид

$$\mathbf{S}'_1 = \frac{k'k_0^2\omega p^2}{8\pi r^2} \left[1 - \epsilon' \cos^2 \Psi - (1 - \epsilon') \frac{\sqrt{\epsilon'} \cos \Psi - \beta \cos \varphi}{(1 - \beta \sqrt{\epsilon'} \cos \theta')^2 - \delta^2} \right], \quad (18)$$

где $k_0 = \omega/c$, $\delta = \gamma^{-1}\sqrt{1 - \epsilon'}$, \mathbf{r} — радиус-вектор сферической системы координат, Ψ — угол между вектором дипольного момента \mathbf{p} и вектором \mathbf{r} , φ — угол между вектором \mathbf{p} и вектором скорости движения плазмы ($-\mathbf{V}$).

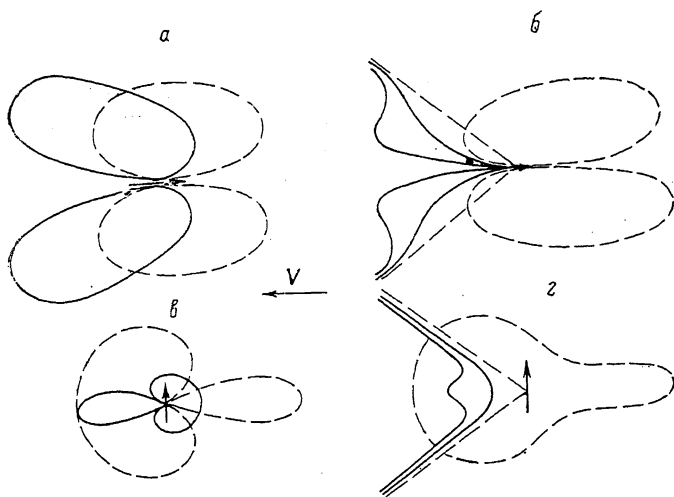


Рис. 3. «Электромагнитная» диаграмма направленности движущегося диполя в теплой плазме. а — $\mathbf{r} \parallel \mathbf{V}$, б — $\mathbf{r} \perp \mathbf{V}$. Штрихами показана диаграмма направленности в вакууме.

Рассчитанные на ЭВМ с использованием формул (16), (18) электромагнитные диаграммы направленности диполя, ориентированного вдоль и поперек скорости \mathbf{V} , приведены на рис. 3. Для сравнения здесь же штриховыми линиями показаны диаграммы направленности в системе отсчета K' , т. е. для диполя, обдуваемого плазмой.⁴ Как видно из рис. 3, электромагнитные диаграммы направленности в K' особенностей не имеют и при $\beta > \sqrt{\epsilon'}$ отличны от нуля для всех углов $\theta' = 0, \pi$. Другими словами, в интервале особенности абберационного наложения спектр источника в собственной системе координат конечен и отличен от нуля. В результате в системе K , связанной со средой, на границе области существования сложного эффекта Доплера при $\beta > \sqrt{\epsilon'}$ формируется особенность диаграммы направленности движущегося диполя, что и подтверждается рис. 3.

Вектор Пойнтинга для волн плазменного типа, излучаемых диполем в системе K' , следуя [14], запишем в виде

$$\mathbf{S}'_2 = \frac{\Gamma k_0 \omega \Gamma \Delta_p \delta^2 p^2}{8\pi l} \frac{(k_p - k_0 \beta)^2}{\frac{\Gamma^2 (1 - \beta^2)^2}{(\Gamma - \beta^2)^2} - (\beta \Delta_p z - l)^2 - l^2 \delta^2}, \quad (19)$$

где

$$\Delta_p^2 = \gamma^2 \Gamma^{-1} [\beta^2 (1 - \Gamma)^2 + (\Gamma - \beta)^2 (\epsilon + \beta^2 - \epsilon \beta^2 - \Gamma \beta^2)],$$

⁴ Качественно аналогичные диаграммы направленности в K' были построены в работе [14] на основе аналитического исследования функции (18).

$$\mathbf{k}_p = k_0 \left\{ \frac{\Delta p^2}{l} \mathbf{i}_p + \left[\Delta_p \frac{\Gamma(1-\beta^2)}{\Gamma-\beta^2} \frac{z}{l} - \beta \frac{1-\Gamma}{\Gamma-\beta^2} \right] \mathbf{i}_z \right\},$$

$$l = [(\Gamma - \beta^2) \rho^2 + \Gamma(1 - \beta^2) z^2]^{1/2},$$

$\mathbf{i}_z, \mathbf{i}_\rho$ — орты цилиндрической системы координат.

Диаграммы направленности диполя в движущейся теплой плазме ($\mathbf{p} \parallel \mathbf{V}$) для некоторых соотношений параметров были построены также в [17]. Для электромагнитных волн результаты [14, 17] согласуются друг с другом, тогда как для плазменных волн имеются качественные различия, связанные с учетом в [17] вклада волн пространственного заряда в выражение вида (19). В результате в [17] отсутствует, например, физически естественный эффект «сноса нуля» диаграммы направленности диполя с $\mathbf{p} \parallel \mathbf{V}$ движущейся плазмой в системе K' (пунктирные кривые на рис. 4).

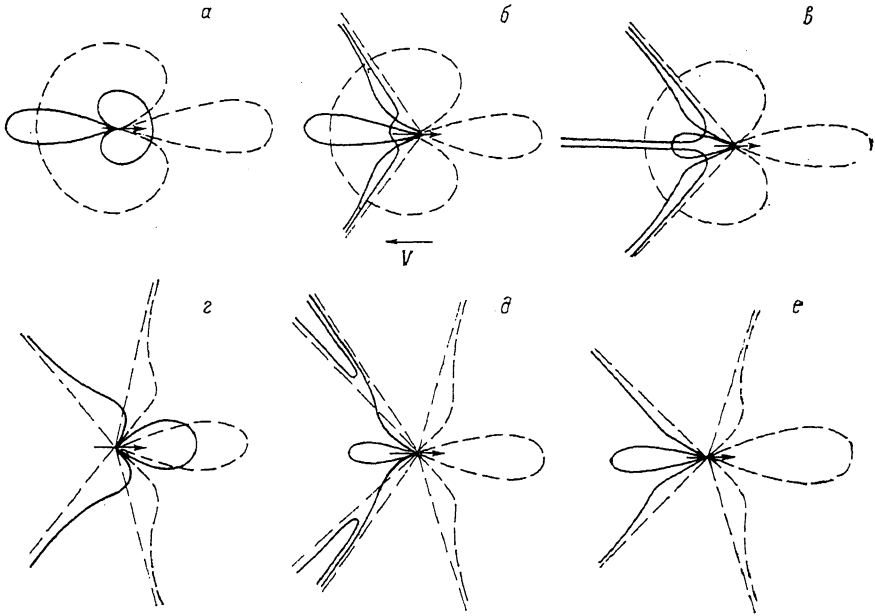


Рис. 4. «Плазменная» диаграмма направленности движущегося диполя в теплой плазме при $\mathbf{p} \parallel \mathbf{V}$, $\beta = 0.1$.

M : а—в — 0.9, г—е — 1.1; ω_p/ω' : а, г — 0.9; б — 1.00; в — $[\gamma^2(1-\beta M)]^{-1}$; д — 0.997; е — 1.1. Штрихами показана диаграмма направленности в системе K' для диполя, обдуваемого плазмой.

Численный расчет плазменных диаграмм направленности для различных ориентаций движущегося диполя проводился по формулам (17), (19). В отличие от электромагнитных диаграмм направленности здесь качественно различные случаи возникают в зависимости от соотношения двух пар параметров: $\beta, \sqrt{\epsilon'}$ и V, v_T . При этом, как показано в [14], в системе отсчета K' , где диполь покоится, диаграмма направленности имеет особенность для сверхзвуковой скорости движения плазмы ($M > 1$). Функция же пересчета интенсивности из собственной системы отсчета источника (K') в систему отсчета K , связанную с плазмой, для волн плазменного типа, как видно из раздела 2, имеет особенность при $\beta > \sqrt{\epsilon'}$ как в случае дозвукового ($M < 1$), так и сверхзвукового движения источника.

Результаты расчета плазменных диаграмм направленности для диполя, ориентированного вдоль скорости ($\mathbf{p} \parallel \mathbf{V}$), отражены на рис. 4. Здесь же штриховыми линиями представлены соответствующие диаграммы направленности в системе K' , т. е. для диполя, обдуваемого плазмой (ср. [14]).

Как видно из сравнения рис. 3, в и 4, а, при дозвуковом движении источника ($M < 1$) в отсутствие сложного эффекта Доплера ($\gamma \xi_p < 1$) диаграммы направленности электромагнитных и плазменных волн для соответствующих (ор-

тогональных) ориентаций диполя качественно аналогичны. В условиях сложного эффекта Допплера ($\gamma\xi_p > 1$) появляются некоторые отличия, связанные с обращением в нуль плазменной диаграммы направленности на некотором конусе тупых (в K') или острых (в K) углов (ср. рис. 3, г и 4, б). Отсутствующий для электромагнитных волн эффект глобальной абберационной фокусировки на плазменных волнах возникает в особом случае $\xi_p = \Delta^2$ и проявляется в наличии дополнительной особенности при $\Theta = 0$ (рис. 4, в).

При сверхзвуковом движении источника ($M > 1$) диаграммы направленности электромагнитных и плазменных волн качественно различны. Наиболее характерные диаграммы для волн плазменного типа показаны на рис. 4, г—е. Всех их объединяет то, что в системе K' , где покоящийся диполь обдувается плазмой, диаграмма формируется лишь в конусе тупых углов $\Theta' > \Theta'_*$, где $\text{tg}^2 \Theta'_* = \Gamma(1 - \beta^2)/(\beta^2 - \Gamma)$, а на самом конусе $\Theta' = \Theta'_*$ имеет особенность [14]. В системе же K , связанной с плазмой, при понижении частоты источника ω' могут сформироваться три вида диаграмм. Диаграмма первого вида (рис. 4, з) возникает в отсутствие абберационного наложения волн ($\gamma\xi_p < 1$) и качественно соответствует кривым 1, б на рис. 2. Она отличается от плазменной диаграммы в K' лишь смещением конуса диаграммной особенности вперед. Диаграмма второго вида (рис. 4, д) возникает в том случае, когда становится возможным сложный эффект Допплера ($\gamma\xi_p > 1$). С учетом вида диаграммы в K' этот эффект может быть реализован лишь в секторе между конусами абберационной и диаграммной особенностей, если $\Theta'_* < \Theta_{\text{max}}^{(2)}$ (кривая 2 на рис. 2). При дальнейшем понижении частоты, когда $\xi_p > \Delta^2$, возникает плазменная диаграмма третьего типа, которая качественно может быть понята с помощью кривых 3—5 на рис. 2. Все излучение в K идет в переднюю полусферу, а сложный эффект Допплера невозможен из-за отсутствия в угловом спектре в K' необходимых для абберационного наложения компонент. Впервые на возможность подавления сложного эффекта Допплера диаграммой направленности в системе отсчета, сопровождающей источник, было указано в [10].

Заключение

Таким образом, дальнейшее поле монохроматического излучателя, движущегося с постоянной скоростью в теплой плазме, можно рассматривать как сумму волн трех типов: электромагнитной, плазменной и волны следа. При этом для волн первого типа из-за абберационного наложения плоских волн, испущенных в сопровождающей источник системе отсчета K' под разными углами (сложный абберационный эффект), может возникнуть сложный эффект Допплера, по своим закономерностям аналогичный сложному эффекту Допплера в холодной изотропной плазме. Для волн второго типа область существования сложного эффекта Допплера (и соответствующего ему абберационного эффекта) расширяется в сторону более низких частот ω' при дозвуковом движении излучателя. Для сверхзвуковых источников сложный эффект Допплера существует при сколь угодно малой собственной частоте ω' , причем конус его наблюдения шире, чем черенковский конус аномального эффекта Допплера. Расширение частотной области эффекта Допплера в сторону малых ω' приводит к существованию абберационной фокусировки, когда лучи, испущенные в системе K' в полусферу $\pi/2 < \Theta' < \pi$, принимаются в системе K под углом $\Theta = 0$, а также аномального абберационного эффекта, когда угол абберационного отклонения растет с ростом собственной частоты источника.

Кроме того, из-за дисперсии возможна ситуация, когда излученные в системе K' плазменные волны принимаются в системе K как волны следа, экспоненциально затухающие под углом к скорости.

В интервале особенности абберационного наложения и соответствующей расходимости функции релятивистского преобразования интенсивности пространственный спектр электромагнитных мод реальных источников конечен и отличен от нуля. В результате электромагнитная диаграмма направленности движущегося излучателя в теплой плазме имеет расходимость на внешней границе конуса существования сложного эффекта Допплера.

На плазменных волнах диаграмма направленности движущегося источника имеет абберационную расходимость на том же конусе, а в сверхзвуковом случае, кроме того, имеется особенность, обусловленная расходимостью диаграммы направленности в системе K' . Между конусами особенностей имеет место сложный эффект Допплера. Кроме того, при условии $\omega_p/\omega' = [\gamma^2 |1 - \beta M| \Gamma^{-1}$ появляется особенность под углом $\Theta = 0$, обусловленная глобальной абберационной фокусировкой лучей.

Вопрос о снятии абберационной расходимости в диаграмме направленности источника, движущегося в диспергирующей среде, выходит за рамки настоящей работы и требует специального рассмотрения. Исходя из результатов работ [11, 18, 19] можно предположить, что расходимость в диаграмме направленности снимается либо из-за конечности полосы излучателя в собственной системе отсчета ($\Delta\omega \neq 0$) [11], либо при учете конечных размеров источника.

Список литературы

- [1] Франк И. М. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1942. Т. 6. № 1—2. С. 3—31. J. Phys. (USSR). 1943. Т. 7. N 2. С. 49—67.
- [2] Франк И. М. // ЖЭТФ. 1959. Т. 36. Вып. 3. С. 823—831.
- [3] Барсуков К. А., Коломенский А. А. // ЖТФ. 1959. Т. 29. Вып. 8. С. 954—957.
- [4] Франк И. М. // ЖЭТФ. 1960. Т. 38. Вып. 6. С. 1751—1757.
- [5] Барсуков К. А. // ЖТФ. 1962. Т. 32. Вып. 2. С. 161—167.
- [6] Бажанова А. Е. // Изв. вузов. Радиофизика. 1965. Т. 8. № 6. С. 1110—1116.
- [7] Lee K. S. H. // Radio Sci. 1968. Vol. 3. N 11. P. 1098—1104.
- [8] Нарышкина Л. Г., Барсуков К. А. // ЖТФ. 1963. Т. 33. Вып. 4. С. 444—454.
- [9] Manz V. // J. Opt. Soc. Amer. 1967. Vol. 57. N 12. P. 1543—1550.
- [10] Сорокин Ю. М. // Изв. вузов. Радиофизика. 1973. Т. 16. № 3. С. 342—350.
- [11] Сорокин Ю. М. // Изв. вузов. Радиофизика. 1974. Т. 17. № 3. С. 338—349.
- [12] Сорокин Ю. М. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 3. С. 532—537.
- [13] Лупанов Г. А. // ЖТФ. 1973. Т. 43. Вып. 5. С. 925—931.
- [14] Зайцев С. И., Лупанов Г. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1979. Т. 22. № 7. С. 794—801.
- [15] Франк И. М. // УФН. 1946. Т. 30. № 3-4. С. 149—183.
- [16] Гинзбург В. Л. Теоретическая физика и астрофизика. М.: Наука, 1987. 486 с.
- [17] McKenzie J. F. // Proc. Phys. Soc. 1967. Vol. 91. Pt3. N. 573. P. 537—551.
- [18] Sundaram A. K. // Canad. J. Phys. 1969. Vol. 47. N 16. P. 1643—1656.
- [19] Беллюстин Н. С., Докучаев В. П. // Изв. вузов. Радиофизика. 1975. Т. 18. № 1. С. 17—26.

Горьковский государственный
университет им. Н. И. Лобачевского

Поступило в Редакцию
19 марта 1990 г.