

УДК 538.574.2

ОТРАЖЕНИЕ И ПРЕЛОМЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ДВИЖУЩЕЙСЯ ОБЛАСТЬЮ ИОНИЗАЦИИ

Ю. М. Сорокин, Н. С. Степанов

Рассматривается взаимодействие электромагнитных волн с равномерно движущейся областью ионизации в неподвижной среде. Показано, что коэффициенты отражения и преломления для такого слоя могут быть выражены через соответствующие коэффициенты для неподвижного слоя плазмы аналогичного профиля. Получены соотношения, связывающие полные энергии и частоты взаимодействующих волн при различных скоростях волны ионизации. В отличие от движущейся неоднородной плазмы, полная энергия сигнала и число квантов во всех случаях уменьшаются.

Отражение электромагнитных волн от области ионизации рассматривалось ранее [1] для случая, когда приближение геометрической оптики справедливо везде, за исключением окрестности точки отражения, где находилось более точное решение. Аналогичная задача решалась позднее в [2] для резкого фронта ионизации. Между тем, в практических задачах часто бывает необходимо учесть реальный профиль движущейся неоднородности. Так, например, при значительном повышении частоты с уменьшением длительности импульсного сигнала идеализация скачка может оказаться непригодной. В данной работе будет рассмотрен более общий случай, когда область ионизации представляет собой переходный слой конечной толщины.

Пусть в покоящемся холодном газе распространяется с постоянной скоростью V_0 волна ионизации, создающая некоторое распределение концентрации $N(x - V_0 t)$ заряженных частиц* в диэлектрической среде с проницаемостью ϵ ($\mu = 1$). Если на слой вдоль этой же оси x падает плоская электромагнитная волна, то, как нетрудно видеть, в произвольной точке области ионизации индуцируется ток с плотностью

$$j(x, t) = e \int_{-\infty}^t N(x, t) \frac{dv_e(x, t)}{dt} dt, \quad (1)$$

где $v_e(x, t)$ — скорость вынужденного движения, e и m — заряд и масса электронов. Считая поле поперечным и выражая $\frac{dv_e}{dt}$ из уравнения движения (при $v_e/c \ll 1$), после подстановки (1) в уравнения Максвелла получим [1]

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} - \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - \frac{\epsilon}{c^2} \omega_p^2(x - V_0 t) E = 0. \quad (2)$$

Здесь $\omega_p^2 = 4\pi e^2 N / \epsilon m$ — квадрат плазменной частоты, c — скорость света в вакууме.

* Поскольку рекомбинация не учитывается, функция $N(x - V_0 t)$ должна быть монотонно возрастающей.

Уравнение (2) для поля E совпадает по виду с уравнением для вектор-потенциала A , полученным в [3] для случая, когда ионизации нет, а концентрация заряженных частиц меняется во времени и пространстве из-за движения неоднородной плазмы. Существенно, что решение (2) можно выразить через решение вспомогательной задачи об отражении и преломлении волны частоты ω' (с волновым числом k') на неподвижном слое плазмы того же профиля, что и движущаяся область ионизации [3]:

$$\omega_p'^2(x) = (1 - \beta^2)\omega_p^2(x), \quad \beta = (V_0/c)\sqrt{\epsilon}, \quad (3)$$

помещенной в диэлектрическую среду с проницаемостью $\epsilon' = \epsilon/(1 - \beta^2)^2$.

Частоты и волновые числа волн определяются теми же формулами, что и для движущейся неоднородной плазмы [3], поэтому ниже мы рассмотрим лишь некоторые энергетические соотношения, которые существенно меняются по сравнению с указанным выше случаем движущейся плазмы.

Если f — амплитуда электрического поля E в плоской волне, то амплитуда поля H будет, очевидно, пропорциональна $(k/\omega)f$ (ω и k без штрихов относятся к волнам исходной задачи). Для плотности потока энергии (равной здесь модулю вектора Пойнтинга) тогда получаем:

$$S \sim \frac{k}{\omega} f^2. \quad (4)$$

При этом амплитуды поля E соответствующих волн вспомогательной и исходной задачи равны между собой, так что из (4) нетрудно выразить коэффициенты трансформации по мощности первичной волны в каждую из вторичных волн через соответствующие коэффициенты для вспомогательного слоя.

Если скорость движения неоднородности $V_0 < c/\sqrt{\epsilon}$ ($\beta < 1$), на переходе возникают отраженная и преломленная волны. Коэффициенты отражения и преломления по мощности для вспомогательного слоя по определению равны:

$$R' = \left| \frac{f_r}{f_0} \right|^2, \quad T' = \left| \frac{f_t}{f_0} \right|^2 \frac{k'_t}{k'_0}. \quad (5)$$

Коэффициенты трансформации для движущегося слоя, учитывая (4) и (5), можно записать в виде

$$R = R' \frac{\omega_0 k_r}{k_0 \omega_r}, \quad T = T' \frac{k'_0 \omega_0 k_t}{k'_t k_0 \omega_t}. \quad (6)$$

Будем считать, что перед фронтом ионизации плазма отсутствует, тогда $\omega_0/k_0 = \omega_r/k_r$, откуда следует

$$R = R', \quad (7)$$

т. е. коэффициенты отражения от волны ионизации и от вспомогательного слоя в точности совпадают. Используя формулы доплеровского преобразования частоты $\omega_0(1 - V_0/v_0) = \omega_t(1 - V_0/v_t)$ и соотношения $k'_t = k_t/(1 - \beta^2)(1 - V_0/u_t)$, полученное в [3] (здесь v, u — фазовая и групповая скорости соответствующих волн), коэффициент преломления T можно записать в виде

$$T = T' \frac{1 - V_0/v_t}{1 - V_0/u_t}. \quad (8)$$

Вычисляя известными методами (например, приближенными) значения R' и T' для неподвижного слоя плазмы, из (7) и (8) сразу можно найти коэффициенты R и T для волны ионизации. В частности, при наличии точки отражения ($\epsilon_{\text{эфф}} < 0$) в области ионизации отсюда следует $R = R' = 1$, $T = 0$, что согласуется с выводами работ [1, 2].

Если область ионизации движется быстрее скорости волн в замедляющей диэлектрической среде ($\beta > 1$), то отраженной волны не возникает, а позади неоднородности будут две преломленных волны (отметим их индексами t_+ и t_-). После преобразований, подобных тем, что были проделаны в предыдущем случае, для коэффициентов трансформации получим

$$T_- = \left(1 + \frac{R'}{T'}\right) \frac{1 - V_0/v_{t_-}}{1 - V_0/u_{t_-}}, \quad T_+ = \frac{R'}{T'} \frac{1 - V_0/v_{t_+}}{1 - V_0/u_{t_+}}, \quad (9)$$

где коэффициенты R' и T' относятся здесь уже не к слою плазмы, а к слою некоторой искусственной среды с дисперсионным уравнением $c^2 k'^2/\epsilon' = \omega'^2 + |\omega'_p|^2$, как легко видеть из формулы (3). Заметим, что в такой среде для конечных значений ω'_p полное отражение невозможно (т. е. $T' > 0$).

Для сигналов в виде волновых пакетов представляет интерес изменение их полной энергии; при этом необходимо учесть также преобразование длительности сигнала (импульса). Подставляя R' и T' из (6) или (9) в закон сохранения энергии для вспомогательного неподвижного слоя ($R' + T' = 1$) и выражая коэффициенты R и T через полную энергию (W) и длительность соответствующих импульсов, нетрудно получить следующие соотношения между полными энергиями трех взаимодействующих волн для движущейся области ионизации:

$$W_0 \omega_0 = W_r \omega_r + W_t \omega_t \quad (\beta < 1); \quad (10)$$

$$W_0 \omega_0 = W_{t_-} \omega_{t_-} - W_{t_+} \omega_{t_+} \quad (\beta > 1). \quad (11)$$

Поскольку $\omega_r, \omega_t > \omega_0$, из (10) следует, что суммарная энергия отраженной и преломленной волн меньше энергии падающей волны ($W_r + W_t < W_0$); это согласуется с результатами, полученными в [2] для резкой границы полностью отражающей области.

Аналогичное неравенство справедливо и при $\beta > 1$, что, однако, менее очевидно. Для доказательства следует выразить W_{t_+} и W_{t_-} через W_0, ω_0, R' и T' , используя формулу (9) и кинематические соотношения (10) и (15а) работы [3]. Для резкой границы в справедливости неравенства ($W_{t_+} + W_{t_-} < W_0$) легко убедиться, подставляя вместо R' и T' их френелевские выражения через эффективный коэффициент преломления. Что же касается случая произвольного (но монотонного) слоя, то, как нетрудно показать, коэффициент отражения по сравнению с резкой границей может лишь уменьшиться, что усиливает указанное неравенство. Физически уменьшение электромагнитной энергии связано с переходом ее в кинетическую энергию поступательного движения образовавшихся при ионизации электронов. Число квантов ($n_i = W_i/\omega_i$) во вторичных волнах также уменьшается: $n_r + n_t < n_0$ ($\beta < 1$), $n_{t_-} + n_{t_+} < n_0$ ($\beta > 1$).

Для сравнения заметим, что для движущейся плазмы [3, 4] имеет место сохранение или увеличение числа квантов ($n_r + n_t = n_0$ при $\beta < 1$ и $n_{t_-} = n_0 + n_{t_+} > n_0$ при $\beta > 1$), а полная энергия сигнала увеличивается.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. И. Фрейдман, ЖЭТФ, 41, № 1(7), 226 (1961).
2. В. И. Семенова, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 10, № 8, 1077 (1967)
3. Ю. М. Сорокин, Н. С. Степанов, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 14, № 1, 19 (1971).
4. Л. А. Островский, Н. С. Степанов, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 14, № 4, 489 (1971)

Научно-исследовательский радиопизический институт

Получила в редакцию
17 июля 1970 г.

REFLECTION AND REFRACTION OF ELECTROMAGNETIC WAVES BY
MOVING IONIZATION REGION

Yu. M. Sorokin, N. S. Stepanov

The interaction of electromagnetic waves with uniformly moving ionization region in immovable medium is considered. It is shown that the reflection and refraction coefficients may be expressed through the corresponding coefficients for the immovable plasma layer of the analogous profile. The relations obtained contain total energies and frequencies of interacting waves at different velocities of the ionization wave. Unlike the moving inhomogeneous plasma, the total signal energy and the quantum number decrease in all cases.
