

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ И ОТРАЖЕНИЕ КОРОТКИХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИМПУЛЬСОВ В НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЕ

Н. Е. Андреев, Ю. Н. Брылев, В. Ю. Быченков, В. Т. Тихончук

*При учете нагревной нелинейности исследовано распространение и отражение короткого электромагнитного ТЕ видеоимпульса в неоднородной плазме ионосферы. Определены характеристики отраженного сигнала и условия проявления нелинейности.*

Исследования распространения коротких электромагнитных импульсов в ионосфере представляют интерес для целей диагностики параметров ионосферной плазмы /1/ и определения параметров источника исходного импульса /2/. Такие импульсы, в частности, возникают в результате электрических разрядов в атмосфере (например, грозových разрядов) и, в отличие от обычно изучаемых модулированных радиосигналов, характеризующихся высокочастотным наполнением, имеют вид видеоимпульса. Благодаря высокой чувствительности временной формы отраженного видеоимпульса короткой длительности к мелкомасштабной структуре ионосферной плазмы они могут быть использованы для диагностики высотного профиля электронной концентрации в нижней ионосфере в предположении отсутствия нелинейных эффектов /3/. Помимо диагностических целей, в случае импульсов большой мощности представляет интерес изучение их воздействия на ионосферу, эффектов нелинейного распространения и отражения.

Характер распространения и отражения импульса существенно зависит от соотношения между его длиной и пространственным масштабом изменения ионосферы. В настоящем сообщении предложена теоретическая модель для описания нелинейного прохождения и отражения коротких видеоимпульсов, длина которых значительно меньше характерного размера изменения параметров ионосферы, что качественно отличает данный подход от теории скин-эффекта для сред с резкой границей /4, 5/. Нелинейность связана с нагревом электронов ионосферной плазмы электрическим полем импульса, вследствие чего изменяется частота столкновений электронов с атомами и, соответственно, проводимость плазмы /4/.

Предполагаем, что характерные временные масштабы изменения электрического поля импульса велики по сравнению со временем электронных столкновений, а длина пробега электронов мала по сравнению с длиной импульса. Поэтому в качестве материального уравнения рассматриваем локальное соотношение

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}, \quad \sigma = e^2 n_e / m \nu(\epsilon), \quad (1)$$

связывающее плотность тока  $\mathbf{j}$  и электрическое поле в плазме  $\mathbf{E}$  с помощью квазистатической проводимости  $\sigma$ . В формуле (1)  $e$ ,  $m$ ,  $n_e$  — соответственно заряд, масса и плотность электронов;  $\nu$  — зависящая от средней энергии электронов  $\epsilon$  частота электрон-нейтральных столкновений.

Закон Ома (1) следует рассматривать как нелинейное соотношение, поскольку частота столкновений зависит от величины электрического поля, греющего электроны. Процесс такого нагрева описываем простым локальным уравнением, учитывающим выделение джоулева тепла,

$$n_e \partial \epsilon / \partial t = \sigma E^2, \quad (2)$$

в котором пренебрежено теплопереносом (вследствие высокой частоты столкновений) и потерями энергии при столкновении с молекулами (благодаря малой длительности импульса). Считаем также, что дополнительная ионизация ионосферы полем импульса несущественна, а пространственная зависимость  $\sigma$  определяется заданными зависимостями от координаты  $z$  (высота от поверхности Земли) электронной плотности и давления воздуха.

Частоту электронных столкновений считаем известной функцией средней энергии электронов  $\epsilon$  и аппроксимируем ее степенной зависимостью

$$\nu = \nu_0(z) (\epsilon / \epsilon_0)^\alpha, \quad (3)$$

где  $\epsilon_0$  — средняя энергия электронов (температура) в ионосфере в отсутствие импульса, относительно которой предполагаем  $\epsilon_0 \approx \text{const}$ , что хорошо выполняется для высот  $< 100$  км. Зависимость  $\nu_0(z)$  связана с изменением давления с высотой. Согласно /6/, значение  $\alpha = 5/6$  хорошо аппроксимирует результаты измерений на опыте сечений соударения электронов с основными компонентами ионосферы.

Уравнения (1) — (3) следует рассматривать совместно с уравнениями Максвелла для электромагнитного поля. Уделяя основное внимание анализу нелинейных эффектов, ограничимся простейшим случаем импульса поляризации ТЕ. Пусть его электрическое поле направлено вдоль оси  $x$  и перпендикулярно плоскости распространения ( $y, z$ ). Тогда из уравнений Максвелла имеем:

$$c^2 \left( \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} \right) - \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 4\pi \frac{\partial j}{\partial t}. \quad (4)$$

В рассматриваемой модели плазма неоднородна только в направлении  $z$ . Это означает, что электрическое поле реально зависит от двух переменных  $z$  и  $\tau = t - (y/c)\sin\theta$ , где  $\theta$  — угол падения электромагнитного импульса с плоским фронтом на плазму. При этом уравнение (4) принимает вид

$$\cos^2\theta \frac{\partial^2 E}{\partial \tau^2} - c^2 \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + 4\pi \frac{\partial}{\partial \tau} \sigma E = 0, \quad (5)$$

где зависимость  $\sigma(E)$  определяется формулами (1) — (3).

Для определенности начало координат поместим на границу плазмы, т.е.  $n(z=0) = 0$ . Вне плазмы ( $z < 0$ ) поле  $E$  можно представить в виде суперпозиции падающей ( $E_{in}$ ) и отраженной ( $E_{out}$ ) волн:

$$E(z, \tau) = E_{in}(\tau - z \cos\theta/c) + E_{out}(\tau + z \cos\theta/c). \quad (6)$$

В качестве граничного условия для уравнения (4) используем задание поля при  $z = 0$  в виде падающей волны

$$E_{in}(z=0, \tau) = E_0(\tau). \quad (7)$$

С учетом непрерывности поля и его производной, после дифференцирования (6) по  $\tau$  и  $Z$  при  $z = 0$  получаем следующее граничное условие для поля в плазме:

$$\dot{E}_0(\tau) = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial E}{\partial \tau} - \frac{c}{\cos\theta} \frac{\partial E}{\partial z} \right) \Big|_{z=0}.$$

Аналогично для выходящего из плазмы поля отраженной волны можно получить

$$E_{out} = \frac{1}{2} \left( E + \int_{-\infty}^{\tau} dt \frac{\partial E(z, t)}{\partial z} \right) \Big|_{z=0}$$

Обсудим решение линейной задачи об отраженном импульсе, считая  $\sigma$  заданной функцией координаты  $z$ . При этом для определенности рассмотрим унipoлярный входящий импульс (7), характеризуемый длительностью  $\tau_0$ .

В случае достаточно длинного импульса, когда характерное время отклика плазмы

$$t_* \approx (4\pi\sigma/L)^{1/2}, \quad (8)$$

где  $L$  — характерный масштаб изменения проводимости, мало по сравнению с  $\tau_0$ , отраженный импульс имеет такую же форму, как и падающий, но знак электрического поля меняется на противоположный:  $E_{out}(\tau) = -E_{in}(\tau)$ . Энергетический коэффициент отражения

$$R = \int_{-\infty}^{\infty} dt E_{out}^2(t) / \int_{-\infty}^{\infty} dt E_{in}^2(t) \quad (9)$$

в этом случае близок к единице, т.е. поглощение мало. Фактически отражение происходит как от металлического зеркала с идеальной проводимостью.

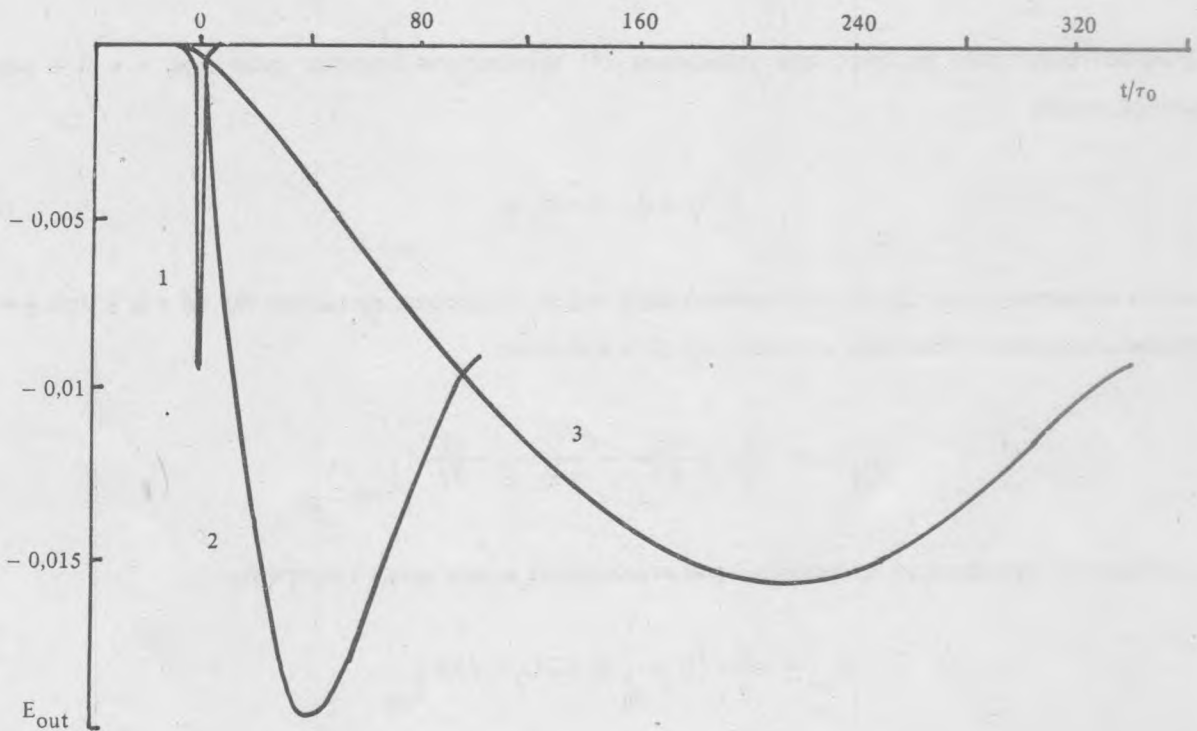


Рис. 1. Форма отраженного сигнала в линейном (кривая 2) и нелинейном (кривая 3) режимах при распространении короткого импульса гауссовой формы (кривая 1, уменьшено в 100 раз и изменен знак) в плазме с линейным профилем плотности  $d\sigma/dz = 0,1/4\pi\tau_0^2$ . Максимальная интенсивность падающего импульса составляет  $10^4 I_c$ . Поля нормированы на максимальное значение падающего импульса.

Противоположный случай короткого импульса  $\tau_0 \ll t_*$ , согласно (8), отвечает пологому профилю проводимости. При этом форма отраженного импульса определяется функцией Грина для уравнения (5) и не зависит от формы падающего импульса. По порядку величины время  $t_*$  (8) определяет задержку отраженного импульса по отношению к падающему. Такого же порядка оказывается и длительность отраженного импульса.

С уменьшением длительности падающего импульса уменьшается амплитуда отраженного сигнала, в то время как его длительность остается постоянной. Коэффициент отражения (9) убывает линейно с  $\tau_0$ , причем по порядку величины  $R \approx \tau_0/t_*$ .

На рис. 1 сопоставлены формы падающего (кривая 1) и отраженного (кривая 2) импульсов для плазмы с линейным профилем проводимости. В этом случае решение уравнения (5) может быть представлено аналитическими формулами [7] с помощью функции Эйри, и для короткого ( $\tau_0 \ll t_*$ ) падающего импульса коэффициент отражения равен:

$$R = 0,075\tau_0 (4\pi d\sigma/dz)^{1/2} \left[ \int_{-\infty}^{\infty} dt E_{in}(t) \right]^2 / \int_{-\infty}^{\infty} dt E_{in}^2(t). \quad (10)$$

В частности, для импульса гауссовой формы  $E_{in} \propto \exp(-t^2/2\tau_0^2)$  формула (10) дает  $R \approx 0,94(c\tau_0^2 d\sigma/dz)^{1/2}$ .

Учет нагрева электронов падающим электромагнитным импульсом приводит к локальному увеличению частоты столкновений. Благодаря этому увеличивается локальный масштаб неоднородности проводимости, увеличивается глубина проникновения импульса в плазму и уменьшается амплитуда отраженного сигнала с одновременным увеличением его длительности. Сравнение линейного и нелинейного решений уравнения (5) иллюстрируется рисунком 1 (кривые 2 и 3).

Уравнение (2) позволяет получить условие существенной роли нелинейности при распространении импульса. Поскольку отраженный импульс имеет малую амплитуду, в правой части (2) можно оставить лишь вклад от падающего поля. С учетом (3) после интегрирования (2) по длительности импульса находим выражение для средней энергии электронов за его фронтом:

$$\epsilon(z) = \epsilon [1 + (I_{in}/I_c)^{1/(\alpha+1)}], \quad (11)$$

где  $I_{in}(z) = (c/4\pi) \int dt E_{in}^2(t, z)$  — энергия падающего импульса в плазме, и использовано обозначение:

$$I_c(z) = cmv_0(z)\epsilon_0/4\pi e^2(\alpha+1). \quad (12)$$

Согласно (11), величина  $I$  (12) определяет критическую энергию, начиная с которой эффект нагрева электронов становится существенным. Отсюда получаем условие  $I_{in} \gg I_c$ , при котором нелинейность играет определяющую роль при распространении импульса. При этом оценка характерной задержки длительности отраженного импульса в нелинейном режиме дает величину  $\sim$

$$t_* (I_{in} / I_c)^{\alpha/2(\alpha+1)} > t_*.$$

Для нижней ионосферы ( $z \sim 50 - 70$  км) нелинейные эффекты оказываются важными для импульсов длительностью порядка  $1 - 10$  мкс с напряженностью поля более  $1$  В/м. Такие импульсы могут быть сравнительно просто реализованы на практике.

Подводя итог, отметим, что короткие электромагнитные импульсы могут быть использованы для дистанционной диагностики параметров как нижней ионосферы, так и плазмы в лабораторных условиях /8/. Для падающего импульса малой амплитуды по длительности и форме отраженного импульса можно определить масштабы неоднородности плотности электронов и нейтралов, а снимая зависимости формы и длительности отраженного импульса от амплитуды падающего — получить также и информацию о температурных профилях плазмы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Краснушкин П. Е., Князева Т. А. Геомагнетизм и аэрономия, **10**, 993 (1970).
2. Арсенин В. Я., Загонов В. П. В сб. Проблемы математической физики и вычислительной математики, М., Наука, 1977, с. 13.
3. Баранов А. Ю. и др. XII Всесоюзная конференция по распространению радиоволн. Тезисы докладов. 1978, т. 1, с. 215.
4. Кондратенко А. Н. Проникновение поля в плазму. М., Атомиздат, 1979, гл. 2.
5. Либерман М. А., Мейерович Б. Э. ЖЭТФ, **70**, 908 (1976).
6. Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. М., Наука, 1973.
7. Hill D. A., Wait J. R. Pure and Appl. Geophys., **90**, 1 (1971); Radio Sci., **6**, 933 (1971).
8. Scmitt H. J. IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-11, 125 (1964).

Поступила в редакцию 1 апреля 1992 г.