

*С.Я. Водяницкий, М.А. Зувев,  
А.А. Молостов, А.Б. Шварцбург*

## СЕКВЕНТНЫЕ СИГНАЛЫ В ЗОНДИРОВАНИИ ПОГЛОЩАЮЩИХ СРЕД

В последние годы наблюдается повышение интереса к диагностике различных объектов с помощью коротких электромагнитных импульсов. При этом возможности дифракционной диагностики позволяют, как правило, выявить искажение геометрической формы исследуемого объекта. Изменение внутреннего состояния (например, поглощающих свойств) может быть выявлено анализом изменения профиля отраженного сигнала, несущего в себе информацию о параметрах вещества. В данной работе рассматривается возможность диагностики поглощающей среды по отклику секвентного импульса (без несущей). Анализируется нетрадиционная особенность фазового профиля Фурье-гармоник отраженного сигнала. Получены простые аналитические выражения, характеризующие деформацию профиля отраженного сигнала для случая, когда длительность импульса велика по сравнению с характерными временами релак-

сации среды. Демонстрируются численные результаты описания деформации профиля при произвольной длительности секвентного импульса. Полученные результаты могут применяться в инженерных задачах диагностики состояния плазмopodobных сред.

Пусть из полупространства  $z > 0$  на среду ( $z < 0$ ) под углом  $\alpha$  падают S-поляризованный прямоугольный импульс длительностью  $T$  без несущей

$$E_{\text{пад}}(t) = \begin{cases} E_0 & \text{для } |t| < T/2 \\ 0 & \text{для } |t| > T/2 \end{cases} \quad (1)$$

При этом поле отраженной волны может быть представлено в виде

$$E_{\text{отр}}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} R_{\omega} E_{\omega} \cdot e^{-i\omega t} \cdot d\omega, \quad (2)$$

где  $E_{\omega} = \frac{E_0 \cdot \sin(\omega T/2)}{\pi\omega}$  - Фурье-компонента падающей волны (1):

$E_{\text{пад}}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} E_{\omega} \cdot e^{-i\omega t} \cdot d\omega$ , а  $R_{\omega}$  - коэффициент отражения фиксированной гармоники [1]:

$$R_{\omega} = \frac{\cos \alpha - \sqrt{\frac{\hat{\epsilon}}{\epsilon} - \sin^2 \alpha}}{\cos \alpha + \sqrt{\frac{\hat{\epsilon}}{\epsilon} - \sin^2 \alpha}} \quad (3)$$

где  $\epsilon$  - диэлектрическая проницаемость полупространства  $z > 0$  (в дальнейшем полагаем  $\epsilon = \epsilon_0$  вакуума),  $\hat{\epsilon}$  - диэлектрическая проницаемость среды  $z < 0$ , для которой используем плазменную модель

$$\frac{\hat{\epsilon}}{\epsilon_0} = 1 - \frac{\Omega_{\text{Л}}^2}{\omega \cdot (\omega + i\nu)}, \quad (4)$$

где  $\Omega_{\text{Л}} = \left( \frac{e^2 N_e}{m_e \cdot \epsilon_0} \right)^{1/2} = 5,64 \cdot 10^{11} \sqrt{\left( \frac{N_e}{10^{20} \text{ м}^{-3}} \right)} \left( \frac{1}{\text{с}} \right)$  - Лэнгмюровская частота ( $N_e$  - концентрация электронов),  $\nu$  - эффективная частота столкновений электронов.

В реальных экспериментах диагностику параметров среды ( $\nu$ ) целесообразно проводить, зондируя ее импульсами, характерные частоты которых ( $\omega \sim \frac{2\pi}{T}$ ) невелики. В частности, можно получить аналитическое решение для отраженной волны в случае  $\delta = \max \left| \frac{\omega}{\nu}, \frac{\omega\nu}{\Omega_{\text{Л}}^2} \right| \ll 1$ . При этом из (3-4), опуская громоздкие преобразования, имеем

$$R_{\omega} = (1 - |f| + \delta) \cdot e^{i(\pi + f + \delta^{3/2})}, \quad (5)$$

где

$$f = \text{sign}(\omega) \cdot \cos \alpha \cdot \sqrt{\frac{2\nu \cdot |\omega|}{\Omega_{\text{Л}}^2}}. \quad (6)$$

В полученных выражениях (5-6) следует отметить нетрадиционную особенность фазы коэффициента отражения  $R_{\omega} = |R| \cdot e^{i\varphi_{\omega}}$ , а именно  $\varphi \sim \sqrt{\omega}$ . Обычно (при наличии несущей частоты  $\omega_0$ ) фаза раскладывается в ряд:  $\varphi_{\omega} = \varphi_0 + \varphi_0' \cdot (\omega - \omega_0) + \frac{\varphi_0''}{2} (\omega - \omega_0)^2 + \dots$ . При этом  $\varphi_0'$  характеризует [2] временную задержку отраженного сигнала (т.е. время пребывания его в среде, или глубину проникновения), а  $\varphi_0''$ ,  $\varphi_0'''$  и т.д. - искажение его формы. В нашем случае (когда  $\varphi \sim \sqrt{\omega}$ ) для нулевой

несущей частоты имеем  $\varphi'_0 = \infty$ , т.е. нулевая частота вообще не вернется из среды, как и должно быть). Однако ее доля в спектре интеграла (2) невелика, что и позволяет получить конечный результат суперпозиции всех околонулевых частот. Действительно, вводя  $p = \frac{2 \cos \alpha}{\Omega_{\text{л}}} \sqrt{\frac{v}{T}}$ , при  $p \ll 1$  вблизи центра отраженного сигнала ( $|t| < T/4$ ) получим

$$-\frac{E_{\text{отр}}(t)}{E_0} = 1 - p \cdot \sqrt{\frac{2}{\pi(1 + \frac{2t}{T})}} \quad (7)$$

(см. кривую 1 на рисунке). В частности, экспериментально регистрируемое смещение

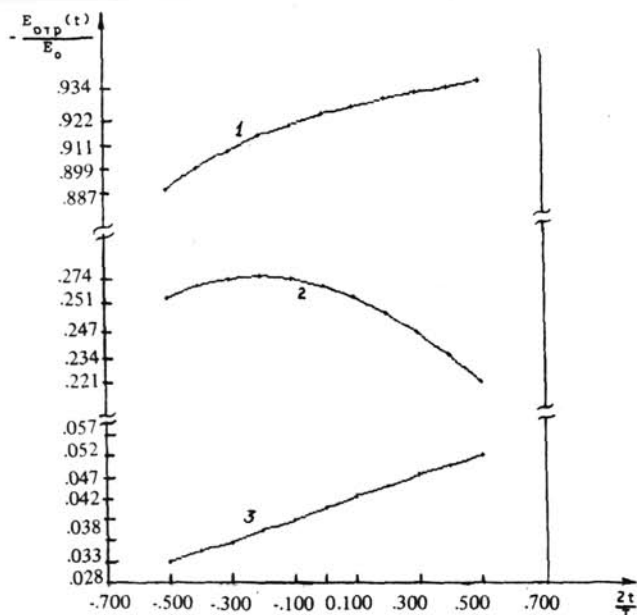
центра  $\frac{\Delta E}{E_0} = \left| \frac{E_{\text{отр}} - E_0}{E_0} \right| = p \sqrt{\frac{2}{\pi}}$  и темп нарастания поля в центре отраженного

сигнала  $\left| \frac{dE_{\text{отр}}/dt}{E_0} \right| = \frac{p}{T} \sqrt{\frac{2}{\pi}}$  связаны друг с другом  $\left| \frac{\Delta E}{dE_{\text{отр}}/dt} \right| = T$ . Эта самосо-

гласованность может служить критерием корректности модели, что позволяет уверенно восстанавливать экспериментальное  $p$ , получая в конечном итоге

$$v = \frac{\Omega_{\text{л}}^2 \cdot T}{4 \cos^2 \alpha} \cdot p^2.$$

В случае сверхкоротких импульсов, когда  $\delta \sim 1$ , задача становится трехпараметрической. При этом вводя  $p_1 = \frac{2}{\Omega_{\text{л}} \cdot T}$  и  $p_2 = \frac{v}{\Omega_{\text{л}}}$  для  $\alpha = 0$  численное интегрирование (2-4) приводит к кривым 2,3 (см. рисунок).



Характерные зависимости поля отраженной волны от времени при  $\alpha \approx 0$ :  
 кривая 1 - ( $p=0$ ) - аналитическая форма (7);  
 кривая 2 - ( $p_1=1, p_2=0,5$  ( $p=1$ )); кривая 3 -  
 ( $p_1=0,5, p_2=10$  ( $p=3,16$ ))

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.
2. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1972.