

Представленные результаты могут быть использованы в дефектоскопии и при конструировании защитных экранов от электромагнитных воздействий.

УДК 620.130

### **Прохождение импульсов электромагнитного поля через отверстия в металлических образцах**

Павлюченко В.В.

Белорусский национальный технический университет

Результаты данной работы могут быть использованы при расчете распространения электромагнитных полей и в дефектоскопии.

Известны теоретические работы по расчету переменных электромагнитных полей в электропроводящих средах. Взаимодействие одиночных электромагнитных импульсов с металлическими образцами рассмотрено в ряде экспериментальных работ автора. На основании проведенных исследований плотности энергии электромагнитного поля над металлическими образцами нами предложено контролировать их электромагнитные свойства, толщину и наличие дефектов сплошности путем воздействия на образцы импульсами заданной амплитуды, формы и длительностями с разрешением свойств образцов по глубине и выводом информации этих свойств в сечении образца на телевизионный экран.

Исследования проведены на металлических образцах из Al на тиристорной установке с формирующими L-C-R цепочками для одиночных импульсов тока линейного токопровода.

В качестве источников электромагнитного поля использовали линейные токопроводы и плоские катушки, которые располагали над исследуемыми образцами. Датчики магнитного поля устанавливали под образцами на разных удалениях их осей от поверхности образцов. При этом исследовали распространение электромагнитного поля непосредственно под центрами отверстий и в близлежащих плоскостях.

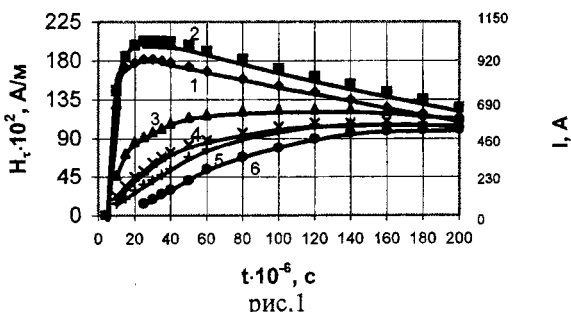
На рис.1 показана зависимость I тока источника I от времени t над образцом, а также зависимости величины тангенциальной

составляющей напряженности магнитного поля  $H\tau(t)$  от времени  $t$  под образцом из Al толщиной  $2,0 \cdot 10^{-3}$  м, а также

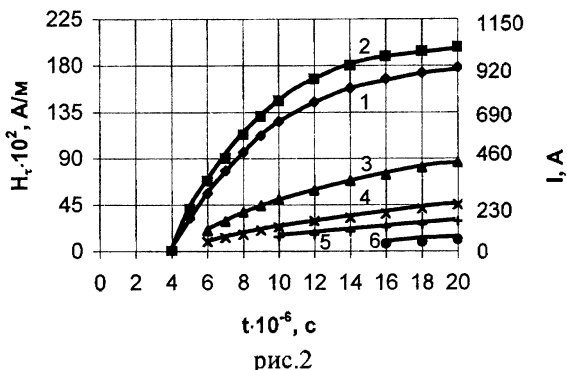
2 – зависимость  $H\tau(t)$  от времени  $t$  в отсутствие образца,

3,4,5 – зависимость  $H\tau(t)$  от времени  $t$  под центрами отверстий в образце диаметрами соответственно  $5,0 \cdot 10^{-3}$  м,  $3,0 \cdot 10^{-3}$  м,  $2,0 \cdot 10^{-3}$  м

и аналогичная зависимость  $\beta$  для сплошного образца.



На рис.2 показаны начальные участки зависимостей 1÷6 в другом масштабе времени с соответствующим рис.1 обозначением зависимостей.



Измерения проведены с помощью датчика Холла размерами  $1,0 \times 1,0 \times 0,1 \times 10^{-9}$  м<sup>3</sup> на расстоянии его оси  $1,0 \times 10^{-3}$  м от нижней поверхности образца.

Указанные зависимости 1÷6 записывали на экран запоминающего осциллографа.

Из рис. 1, 2 следует что зависимость 2 величины тангенциальной составляющей напряженности магнитного поля  $H_t(t)$  от времени  $t$  с большой точностью повторяет зависимость 1 тока источника  $I$  от времени  $t$ .

Из рис.1,2 также видно, что скорость нарастания переднего фронта поля источника равна примерно  $2 \cdot 10^9$  А/м, а скорость спада заднего фронта –  $4,5 \cdot 10^7$  А/м. В области максимума импульса при времени  $t = (20 \div 40) \times 10^{-6}$  с изменение амплитуды  $H_t$  не превышает 2,5% ее максимального значения.

При данных параметрах импульса тока для времени действия импульса  $200 \times 10^{-6}$  с величины  $H_t$  для диаметров отверстий  $5,0 \cdot 10^{-3}$  м,  $3,0 \cdot 10^{-3}$  м,  $2,0 \cdot 10^{-3}$  м, а также для сплошного образца и в его отсутствие отличаются мало. Эти различия наиболее существенны при длительности импульса поля до  $t = 60 \times 10^{-6}$  с.

Используя представленные на рис.1 и рис.2 результаты распределения электромагнитных полей можно разрешать свойства металлических образцов по глубине на наличие в них дефектов сплошности, в данном случае отверстий.

Так, задавая уровни записи (считывания) датчика магнитного поля точечного, линейного или плоского типа, в разные моменты времени получаем разные распределения полей над участками поверхности образца. Например, уровни записи (считывания)  $H_t = 45 \cdot 10^2$  А/м,  $77,5 \cdot 10^2$  А/м и  $90 \cdot 10^2$  А/м соответствует моментам времени их достижения :

	$45 \cdot 10^2$ А/м	$77,5 \cdot 10^2$ А/м	$90 \cdot 10^2$ А/м
в отсутствие образца	$1 \cdot 10^{-6}$ с	$2 \cdot 10^{-6}$ с	$3 \cdot 10^{-6}$ с
под отверстием диаметром $5 \cdot 10^{-3}$ м	$5 \cdot 10^{-6}$ с	$10 \cdot 10^{-6}$ с	$18 \cdot 10^{-6}$ с
под отверстием диаметром $3 \cdot 10^{-3}$ м	$16 \cdot 10^{-6}$ с	$30 \cdot 10^{-6}$ с	$58 \cdot 10^{-6}$ с
под отверстием диаметром $2 \cdot 10^{-3}$ м	$25 \cdot 10^{-6}$ с	$46 \cdot 10^{-6}$ с	$76 \cdot 10^{-6}$ с
под сплошным образцом	$50 \cdot 10^{-6}$ с	$76 \cdot 10^{-6}$ с	$116 \cdot 10^{-6}$ с

Полученная в результате исследований информация может быть использована для контроля дефектов сплошности в металлических образцах в режиме импульсной или телевизионной (мониторной) индикации как в случае сквозных отверстий, так и внутренних, скрытых дефектов различных конфигураций, а также при разработке устройств экранирования электромагнитных полей.

УДК 621.315.592

**Расчет поглощения оптического излучения вблизи края  
фундаментального поглощения в однородном  
электрическом поле**

Бобученко Д.С.

Белорусский национальный технический университет

Электроотражение и электропоглощение оптического излучения от полупроводников и изоляторов является мощным диагностическим инструментом для анализа зонной структуры этих материалов. Для обработки экспериментальных результатов необходимо знание зависимостей коэффициентов отражения и поглощения от напряженности приложенного электрического поля.

В данной работе представлены численные расчеты коэффициента оптического поглощения для прямых экситонных переходов в однородном электрическом поле.

Вблизи края фундаментального оптического поглощения, поле падающего излучения приводит к возбуждению внутри полупроводника электрон-дырочной пары. Притяжение между электроном и дыркой приводит к корреляции их движения, результирующая электрон-дырочная пара называется экситоном. В большинстве полупроводников кулоновское взаимодействие сильно экранируется валентными электронами вследствие большой диэлектрической постоянной. В результате электроны и дырки связаны слабо. Поведение экситонов можно рассчитать в приближении эффективной массы [1]:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2\mu}\nabla^2 - k\frac{e^2}{r} + eFz\right)U(r) = EU(r), \quad (1)$$