

*На правах рукописи*

**МАСЛОВСКИЙ Станислав Игоревич**

**Электродинамика композитных материалов с  
выраженной пространственной дисперсией**

**Специальность 01.04.03 — Радиоп физика**

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург — 2004

Работа выполнена в ГОУ ВПО “Санкт-Петербургский государственный политехнический университет”.

Научный руководитель: кандидат физико-математических наук, доцент Сочава Александр Андреевич.

Официальные оппоненты: доктор технических наук, профессор Петрунькин Всеволод Юрьевич, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Бисярин Михаил Александрович.

Ведущая организация: ГОУ ВПО “Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики”.

Защита состоится 17 июня 2004 г. в 14<sup>00</sup> на заседании диссертационного совета Д212.229.01 при ГОУ ВПО “Санкт-Петербургский государственный политехнический университет” по адресу: 195251 С.-Петербург, Политехническая ул. 29, 2-й учебный корпус, ауд. 470.

С диссертацией можно ознакомиться в Фундаментальной библиотеке ГОУ ВПО “СПбГПУ”.

Автореферат разослан 14 мая 2004 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета Д212.229.01

доктор физ.-мат. наук, профессор



Водоватов И.А.

## Общая характеристика работы

Диссертационная работа посвящена электродинамике искусственных материалов СВЧ диапазона, обладающих пространственной дисперсией. Как известно, под пространственной дисперсией понимают *нелокальность* связи отклика среды (поляризации среды) с приложенным к среде воздействием (напряженностью поля). Учет подобной нелокальности совершенно необходим при построении математически последовательных и физически обоснованных моделей искусственных сред.

Актуальность разработки новых методов учета эффектов пространственной дисперсии в электродинамике искусственных материалов объясняется следующими причинами:

— Искусственные среды находят все более широкое применение в различных областях техники СВЧ. Композитные материалы могут быть использованы в волноводных и антенных устройствах, в частотных и поляризационных фильтрах, в аттенюаторах и поглотителях, неотражающих покрытиях и пр.

— Характерные размеры включений искусственных СВЧ композитов составляют, как правило, заметную долю длины волны поля в среде (обычно от 0.05 до 0.5  $\lambda$ , в то время как в большинстве природных сред даже в оптическом диапазоне это отношение не превышает 0.005). Большие размеры частиц проявляются в нелокальности отклика *самой частицы* на действующее на нее поле.

— Искусственные композитные материалы обычно работают в области резонансного отклика. Можно ожидать особенно сильного проявления эффектов пространственной дисперсии в таком режиме работы.

— Пространственная дисперсия приводит к качественно новым эффектам. Нелокальностью объяснены магнитные свойства металло-диэлектрических композитов, а также гиротропия, бианизотропия и некоторые др. эффекты.

Представляет интерес дальнейшее изучение эффектов пространственной дисперсии в искусственных композитах и поиск возможных применений таких эффектов в технике СВЧ.

— Отсутствие развитых в достаточной степени методов предсказания электромагнитных свойств искусственных сред с пространственной дисперсией препятствует направленному синтезу таких материалов.

Целью диссертационной работы является систематизация, углубление и, по-возможности, строгое обоснование микроскопических и макроскопических методов анализа электромагнитных свойств искусственных композитов с пространственной дисперсией.

Научная новизна работы отражена в следующих результатах:

1. С помощью предложенной в работе особой системы мультипольных моментов и тензоров мультипольных поляризуемостей включений, в которой не происходит разделения мультиполей на электрические и магнитные, разработан подход, позволяющий последовательно учитывать эффекты слабой пространственной дисперсии в искусственных СВЧ композитах.
2. Разработан приближенный аналитический метод для определения поля взаимодействия включений и локального поля в плоско-слоистых структурах. Особое внимание уделено радиационным потерям и их компенсации в регулярных системах.
3. С помощью процедуры статистического усреднения выведена формула, связывающая средний ток поляризации композита с мультипольными поляризуемостями включений и локальным полем. Для разреженной среды установлен общий вид связи между тензорами материальных параметров и тензорами мультипольных поляризуемостей включений взаимного анизотропного линейного композита с пространственной дисперсией второго порядка.

4. Найдена приближенная аналитическая формула для продольной компоненты тензора эффективной диэлектрической проницаемости композита, образованного многими протяженными параллельными проводниками кругового сечения. Показано, что выраженная пространственная дисперсия такого композита на низких частотах может быть объяснена в рамках квазистатического приближения.
5. Проанализированы условия реализуемости сред с одновременно отрицательными эффективными магнитной и диэлектрической проницаемостями (среды Веселаго). На примере композита, состоящего из двух подсистем: решетки проводящих цилиндров и решетки резонансных магнитных включений, показано, что одновременная отрицательность материальных параметров среды возможна только при выполнении определенных условий, обеспечивающих слабое взаимодействие этих подсистем.
6. Рассмотрен вопрос о выполнении принципа причинности в явлении отрицательной рефракции в среде Веселаго. Путем последовательного учета эффектов дисперсии доказано, что принцип причинности в явлении отрицательной рефракции соблюдается. Изучено поведение волновых пучков, падающих на границу раздела обычной среды и среды Веселаго и их распространение в преломленном луче.

Научная и практическая ценность. Научная ценность диссертации заключается в том, что полученные в ней результаты развивают методы теоретического анализа искусственных СВЧ композитов с пространственной дисперсией. Также, результаты диссертации способствуют расширению и углублению физических представлений о процессах, происходящих в таких композитах. Практическая ценность работы состоит в том, что ее результаты могут применяться как для интерпретации физических эффектов в

СВЧ композитах сложной структуры, так и в качестве инструмента синтеза искусственных сред с заданными электромагнитными свойствами.

Использование результатов работы. Результаты работы использовались в теоретических и экспериментальных исследованиях, проводимых научной группой Электродинамики сложных сред кафедры радиофизики СПб ГПУ, в Радиолоборатории Технического Университета г. Хельсинки (Финляндия) и вошли в состав учебных пособий и монографий.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на следующих конференциях и семинарах:

- Bianisotropics'98, International Conference on Complex Media, Брауншвейг, Германия, 1998.
- Всероссийская Научная Конференция Студентов-Радиофизиков, СПб-ГУ, С.-Петербург, 1998.
- Международный семинар “День дифракции’99”, С.-Петербург, Россия, 1999.
- XXVI<sup>th</sup> URSI General Assembly, Торонто, Канада, 1999.
- Bianisotropics 2000, International Conference on Complex Media, Лиссабон, Португалия, 2000.
- NATO Advanced Research Workshop Bianisotropics'2002 (9th International Conference on Electromagnetics of Complex Media), Марракеш, Марокко, 2002.
- URSI/IEEE XXVII Convention on Radio Science, Эспо, Финляндия, 2002.
- Progress in Electromagnetics Research Symposium 2003, Гонолулу, Гавайи, США, 2003.

Автор диссертационной работы был удостоен персонального гранта фонда Сороса, гранта фонда ИНТАС для молодых ученых, а также принимал участие как соисполнитель в ряде проектов, поддержанных РФФИ и ИНТАС.

Публикации. Основные результаты диссертационной работы опубликованы в 20 печатных работах, перечень которых приведен в конце автореферата.

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы. Объем диссертации — 122 страницы, включая 108 страниц основного текста и 16 иллюстраций.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Особая система мультипольных моментов и мультипольных поляризуемостей частиц, в которой не происходит искусственного разделения мультиполей на электрические и магнитные, и ряд соотношений, выражающих локальное поле в плоско-слоистых структурах, позволяют последовательно учесть эффекты слабой пространственной дисперсии в СВЧ композитах.
2. Процедура статистического усреднения позволяет выразить средний ток поляризации среды через тензоры мультипольных поляризуемостей включений и локальное поле в среде.
3. Выраженная пространственная дисперсия эффективной диэлектрической проницаемости регулярного композита, образованного многими протяженными параллельными проводниками круглого сечения, может быть с достаточной степенью полноты описана в рамках квазистатического приближения электродинамики.
4. Одновременная отрицательность диэлектрической и магнитной проницаемостей среды, образованной двумя подсистемами: “электриче-

ской” и “магнитной”, возможна только при выполнении определенных условий, обеспечивающих слабое взаимодействие этих подсистем.

5. Последовательный учет эффектов дисперсии доказывает соблюдение принципа причинности в явлении отрицательной рефракции.

## Краткое содержание работы

Во введении обусловлена актуальность темы, определена цель работы. Сформулированы основные положения, выносимые на защиту.

В первой главе кратко перечисляются основные научные результаты, достигнутые к настоящему моменту в теории пространственной дисперсии, и проводится обзор литературы.

Во второй главе рассматривается микроскопическая теория. На основе вводимой системы мультипольных моментов определяются величины, описывающие свойства отдельных включений композита — тензоры мультипольных восприимчивостей. Выражения для мультипольных моментов частицы (здесь и далее наведенный ток и другие осциллирующие величины предполагаются гармоническими функциями времени, зависимость от времени принята в виде  $e^{+j\omega t}$ ; таким образом, в выражения входят комплексные амплитуды) вводятся как

$$p_{ikl\dots} = \frac{1}{j\omega} \int_{\Omega} J_i^{\text{micro}}(\mathbf{r}) r_k r_l \dots dV. \quad (1)$$

В этих формулах  $J_i^{\text{micro}}(\mathbf{r})$  представляет собой объемную плотность  $i$ -ой компоненты наведенного на частице тока в точке, задаваемой радиус-вектором  $\mathbf{r}$ , отсчитываемым от начала координат, помещенного в условно выбранный центр частицы;  $r_k, r_l, \dots$  обозначают компоненты этого радиус-вектора. Интегрирование в (1) ведется по объему включения  $\Omega$ . В принятых обозначениях  $p_i$  является моментом нулевого порядка,  $p_{ik}$  — моментом первого порядка и т.д.



Разлагая возбуждающее частицу поле  $\mathbf{E}^{\text{loc}}$  в ряд Тейлора в пределах объема частицы и удерживая в разложении члены до второго порядка по характерному размеру включения, имеем

$$E_j^{\text{loc}}(\mathbf{r}') = E_j^{\text{loc}}|_0 + (\nabla_k E_j^{\text{loc}})|_0 r'_k + \frac{1}{2}(\nabla_l \nabla_k E_j^{\text{loc}})|_0 r'_k r'_l. \quad (2)$$

В этом выражении символы  $\nabla_{k,l}$  обозначают дифференцирование по соответствующим компонентам радиус-вектора; значения локального поля и его производных берутся в точке выбранного центра частицы. Здесь и далее подразумевается суммирование по повторяющимся (немым) индексам.

В линейном композите

$$p_i = \alpha_{ij} E_j^{\text{loc}}|_0 + \alpha_{ij}{}^k (\nabla_k E_j^{\text{loc}})|_0 + \frac{1}{2} \alpha_{ij}{}^{kl} (\nabla_l \nabla_k E_j^{\text{loc}})|_0, \quad (3)$$

$$p_{ik} = \alpha_{ijk} E_j^{\text{loc}}|_0 + \alpha_{ijk}{}^l (\nabla_l E_j^{\text{loc}})|_0, \quad (4)$$

$$p_{ikl} = \alpha_{ijkl} E_j^{\text{loc}}|_0, \quad (5)$$

где с помощью символов  $\alpha_{ij\dots}$  обозначены тензоры мультипольных восприимчивостей частиц.

Далее устанавливаются требования, которым удовлетворяют тензоры мультипольных восприимчивостей частиц во взаимной среде. Данные требования позволяют уменьшить число независимых величин, необходимых для описания возбуждения отдельного включения. Из взаимности следуют соотношения

$$\alpha_{ij} = \alpha_{ji}, \quad \alpha_{ij}{}^k = \alpha_{jik}, \quad \alpha_{ij}{}^{kl} = \alpha_{jikl}, \quad \alpha_{ij}{}^k{}^l = \alpha_{jik}{}^l. \quad (6)$$

дополнительно, из соображений симметрии:

$$\alpha_{ijkl} = \alpha_{ijlk}, \quad \alpha_{ij}{}^k{}^l = \alpha_{ijl}{}^k, \quad \alpha_{ij}{}^{kl} = \alpha_{ij}{}^{lk}. \quad (7)$$

Рассматривается поведение тензоров мультипольных восприимчивостей при сдвиге точки условно выбранного центра частицы. На основе по-

лученных выражений для изменений тензоров восприимчивостей, происходящих при таком сдвиге, находятся инвариантные по отношению к переносу центра включения комбинации мультипольных восприимчивостей:

$$\begin{aligned}\Delta\alpha_{ij} &= 0, & \Delta\{\alpha_{ij}^k - \alpha_{ji}^k\} &= 0, \\ \Delta\{(\alpha_{ij}^{kl} + \alpha_{ji}^{kl}) - (\alpha_{ijk}^l + \alpha_{jik}^l)\} &= 0.\end{aligned}\tag{8}$$

Здесь символ  $\Delta$  использован для обозначения изменений соответствующих величин.

Далее рассматривается проблема микроскопического определения взаимного электромагнитного влияния частиц среды друг на друга. Взаимовлияние включений композита учитывается с помощью так называемого поля взаимодействия, которое наряду со сторонним полем входит в выражение для локального поля, возбуждающего каждую частицу среды. Для вычисления поля взаимодействия и локального поля развивается метод, аналогичный методу Лоренц-Лорентца. Возможность применения данного метода изучается вначале на примере двумерной решетки дипольных частиц, поскольку подобная задача имеет и самостоятельное значение. В результате ее решения получена приближенная аналитическая формула, выражающая локальное поле в плотной дипольной решетке с квадратной ячейкой. В частности, для синфазных диполей, параллельных плоскости решетки, можно записать:

$$\mathbf{E}^{\text{loc}} = \mathbf{E}^{\text{ext}} + \frac{\mathbf{p}}{\epsilon_0 a^3} \left\{ 0.36 \left[ \cos \frac{ka}{1.438} - \frac{ka}{1.438} \sin \frac{ka}{1.438} \right] + j \left[ \frac{(ka)^3}{6\pi} - \frac{ka}{2} \right] \right\},\tag{9}$$

где  $\mathbf{E}^{\text{ext}}$  — стороннее поле,  $\mathbf{p}$  — дипольный момент частиц,  $a$  — постоянная решетки,  $k = \omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$ . Формула справедлива для  $ka < 1.5$ .

Заключительная часть второй главы посвящена проблеме определения локального поля в структурах, образованных многими плоскими решетками рассеивателей, т.е. в трехмерных структурах типа плоско-

слоистых кристаллов. Особое внимание уделяется потерям в таких структурах. Показывается, что мнимая часть константы взаимодействия для упорядоченных структур может быть вычислена точно и ее значение таково, что компенсирует радиационные потери отдельных частиц структуры.

В третьей главе рассматривается макроскопическая теория. На основе статистического подхода производится усреднение микроскопического тока поляризации включений. Для случаев как хаотического, так и упорядоченного расположения частиц, выводится формула, выражающая средний (макроскопический) ток поляризации через мультипольные поляризуемости включений и статистически усредненное локальное поле:

$$\overline{E_j^{\text{loc}}}(\mathbf{t}, \mathbf{r}') = \int \int \dots \int E_j^{\text{loc}}(\mathbf{t}, \mathbf{r}', \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_N) \pi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_N) d^3 \mathbf{r}_1 d^3 \mathbf{r}_2 \dots d^3 \mathbf{r}_N. \quad (10)$$

Здесь через  $\pi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_N)$  обозначена функция многомерной плотности вероятности, ее аргументы — координаты центров  $N$  частиц некоторой реализации композита, отсчитываемые от центра частицы, для которого ищется локальное поле (нулевая частица). Положение нулевой частицы фиксировано и задается вектором  $\mathbf{t}$  (от английского translation — перемещение, сдвиг). Вектор  $\mathbf{r}'$  определяет точку в окрестности нулевой частицы и отсчитывается от ее центра.

В результате статистического усреднения наведенных токов включений получается выражение для среднего тока в композите:

$$J_i = \frac{j\omega}{V_0} \left\{ \alpha_{ij} \overline{E_j^{\text{loc}}} + \alpha_{ij}^k (\nabla'_k \overline{E_j^{\text{loc}}}) + \frac{1}{2} \alpha_{ij}^{kl} (\nabla'_l \nabla'_k \overline{E_j^{\text{loc}}}) - \nabla_k [\alpha_{ijk} \overline{E_j^{\text{loc}}} + \alpha_{ijk}^l (\nabla'_l \overline{E_j^{\text{loc}}})] + \frac{1}{2} \nabla_l \nabla_k [\alpha_{ijkl} \overline{E_j^{\text{loc}}}] \right\}, \quad (11)$$

где  $\nabla$  и  $\nabla'$  обозначают производные по компонентам векторов  $\mathbf{t}$  и  $\mathbf{r}'$ , соответственно.  $V_0$  — средний объем, приходящийся на одно включение компо-

зита. В терминах мультипольных моментов частиц среды:

$$J_i = \frac{j\omega}{V_0} \left\{ p_i - \nabla_k p_{ik} + \frac{1}{2} \nabla_l \nabla_k p_{ikl} \right\}. \quad (12)$$

Используя результаты второй главы и определение процедуры усреднения, устанавливается вид материальных соотношений для взаимных линейных анизотропных сред с пространственной дисперсией второго порядка. Здесь применяется известная неоднозначность в определении вспомогательных макроскопических векторов  $\mathbf{D}$  и  $\mathbf{H}$ , позволяющая переопределять вспомогательные векторы (с одновременным изменением граничных условий) для получения материальных соотношений наиболее простого вида. В частности, можно подобрать такое преобразование полей, что материальные уравнения для вспомогательных векторов в первом порядке пространственной дисперсии примут вид бианизотропных уравнений Поста, а во втором порядке появится дополнительный член, не сводимый в общем случае к какой-либо простой комбинации операторов  $\nabla \times \nabla \times$  и  $\nabla^2$ :

$$D_i = \epsilon_{ij} E_j - j\xi_{ij} B_j + a_{ijkl} (\nabla_l \nabla_k E_j), \quad (13)$$

$$H_i = \mu_0^{-1} B_i - j\xi_{ji} E_j. \quad (14)$$

В этих соотношениях  $\epsilon_{ij} = \epsilon_0 \delta_{ij} + a_{ij}$ ,  $\xi_{ij} = -\frac{\omega}{4} e_{jlm} (a_{ilm} - a_{iml} + a_{mli})$ , где  $\delta_{ij}$  — символ Кронекера,  $e_{jlm}$  — антисимметричный единичный тензор 3-го ранга,  $e_{123} = e_{231} = e_{312} = 1$ ,  $e_{321} = e_{213} = e_{132} = -1$ , остальные компоненты  $e_{jlm}$  равны нулю. Тензоры  $a_{ij\dots}$  представляют тензоры макроскопических поляризуемостей среды. В разреженной (не плотной) среде они выражаются через мультипольные поляризуемости включений как

$$\begin{aligned} a_{ij} &= n\alpha_{ij}, & a_{ijk} &= n \{ \alpha_{ij}^k - \alpha_{ji}^k \}, \\ a_{ijkl} &= \frac{n}{2} \{ (\alpha_{ij}^{kl} + \alpha_{ji}^{kl}) - (\alpha_{ijk}^l + \alpha_{jik}^l) \}, \end{aligned} \quad (15)$$

где  $n$  обозначает концентрацию включений:  $n = 1/V_0$ . Как видно, в этих соотношениях присутствуют только инвариантные по отношению к сдвигу центра частицы комбинации восприимчивостей.

Далее рассматривается случай изотропной среды с пространственной дисперсией второго порядка. Устанавливается вид материальных соотношений для данного случая. Для изотропной среды  $a_{ijkl} = \beta \delta_{il} \delta_{kj} + \gamma \epsilon_{ilm} \epsilon_{kjm}$ . После дополнительного преобразования полей, упрощающего вид члена второго порядка в соотношении для  $\mathbf{D}$ , материальные соотношения принимают вид

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} - j\xi \mathbf{B} + \beta \nabla \nabla \cdot \mathbf{E}, \quad (16)$$

$$\mathbf{H} = \mu^{-1} \mathbf{B} - j\xi \mathbf{E}. \quad (17)$$

где  $\mu = \frac{\mu_0}{1 - \omega^2 \mu_0 \gamma}$ .

В четвертой главе рассматриваются среды с выраженными дисперсионными свойствами, не укладывающиеся в рамки мультипольного подхода.

В первой части главы развивается простой квазистатический метод, позволяющий вычислить продольную компоненту эффективной диэлектрической проницаемости среды, составленной из многих протяженных параллельных проводящих цилиндров (Wire Medium), рис. 1. Для плоской волны, распространяющейся в такой среде под произвольным углом к осям проводников, получена следующая приближенная формула

$$\epsilon_{zz} = \epsilon_0 \left[ 1 - \frac{(2\pi/\lambda_0)^2}{k^2 - q_z^2} \right], \quad (18)$$

где  $\lambda_0 = a \sqrt{2\pi \ln \frac{a^2}{4r_0(a-r_0)}}$ , а  $q_z$  — компонента волнового вектора  $\mathbf{q}$ , параллельная осям проводников. Геометрические параметры  $a$  и  $r_0$  определены на рисунке. При  $0 < k^2 - q_z^2 < (2\pi/\lambda_0)^2$  диэлектрическая проницаемость отрицательна.

Таким образом показывается, что выраженная пространственная дисперсия диэлектрической проницаемости (зависимость  $\epsilon_{zz}$  от  $q_z$ ) может быть объяснена в рамках квазистатических приближений. Подобный результат становится более очевидным, если учесть, что Wire Medium по сути является аналогом регулярной многопроводной длинной линии. Действительно,

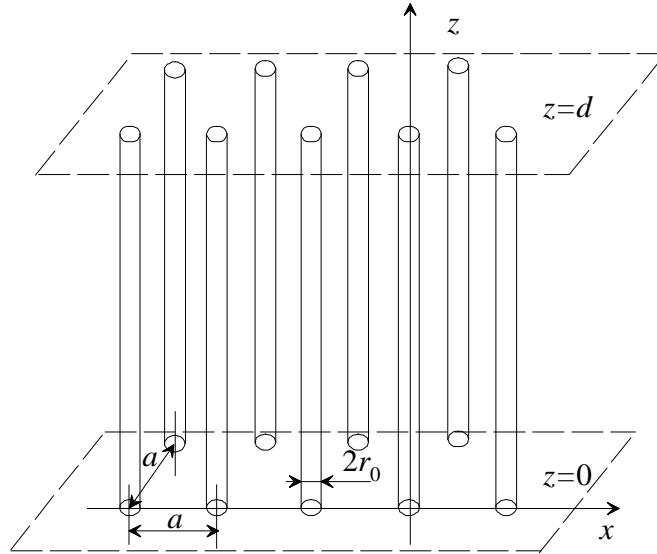


Рис. 1: Бесконечная периодическая решетка проводящих цилиндров.

как легко видеть, диэлектрическая проницаемость обращается в бесконечность при  $q_z = k$ , что приводит к решениям вида ТЕМ волн, распространяющимся со скоростью света в направлении оси  $z$ .

Во второй части четвертой главы рассматривается вопрос о реализуемости искусственных сред с одновременно отрицательными диэлектрической и магнитной проницаемостями (сред Веселаго). Такие материалы изучаются в настоящее время чрезвычайно активно, благодаря эффекту отрицательной рефракции, наблюдаемому в таких средах. Среды с отрицательными параметрами принципиально дисперсны и практически реализуемы только при выполнении ряда условий. Показывается, что одновременная отрицательность материальных параметров искусственного композита, образованного двумя подсистемами: “электрической” и “магнитной”, возможна только при выполнении определенных условий, обеспечивающих слабое взаимодействие этих подсистем. В случае сильного взаимодействия,

например, когда характерные пространственные масштабы двух подсистем значительно отличаются, и одна подсистема может быть рассмотрена как эффективная вмещающая среда для другой подсистемы, получить одновременно отрицательные значения диэлектрической и магнитной проницаемостей смеси невозможно.

В самом деле, рассмотрим композит, составленный из решетки проводящих цилиндров, погруженных в среду резонансных магнитных частиц. Для диэлектрической проницаемости такой системы, с учетом относительных диэлектрической и магнитной проницаемостей вмещающей среды  $\epsilon$  и  $\mu$ , получаем модифицированную формулу (18):

$$\epsilon_{\text{mix}zz} = \epsilon_0 \epsilon \left[ 1 - \frac{(2\pi/\lambda_0)^2}{\epsilon \mu k^2 - q_z^2} \right] \quad (19)$$

Видно, что если магнитная проницаемость вмещающей среды отрицательна (одновременно с  $\epsilon > 0$ ), получить отрицательные значения эффективной диэлектрической проницаемости смеси  $\epsilon_{\text{mix}zz}$  невозможно.

В последней части четвертой главы рассматривается интересный с теоретической точки зрения вопрос о выполнении принципа причинности в явлении отрицательной рефракции в среде Веселаго. Путем последовательного учета эффектов дисперсии показывается, что принцип причинности в явлении отрицательной рефракции соблюдается.

Простое объяснение того факта, что хотя в среде Веселаго направления рефракции сигнальных фронтов (положительная рефракция) и лучевых пучков (отрицательная рефракция) различны, но, тем не менее, принцип причинности соблюдается, можно дать на примере рис. 2, на котором схематически показано, как ограниченный во времени и в пространстве волновой пучок взаимодействует с интерфейсом среды Веселаго. Пучок изображен в виде зачерненной фигуры. Для простоты, можно полагать, что зачерненная область представляет собой область, например, 95% энергии импульса, а также, что импульс сам по себе имеет достаточно гладкие

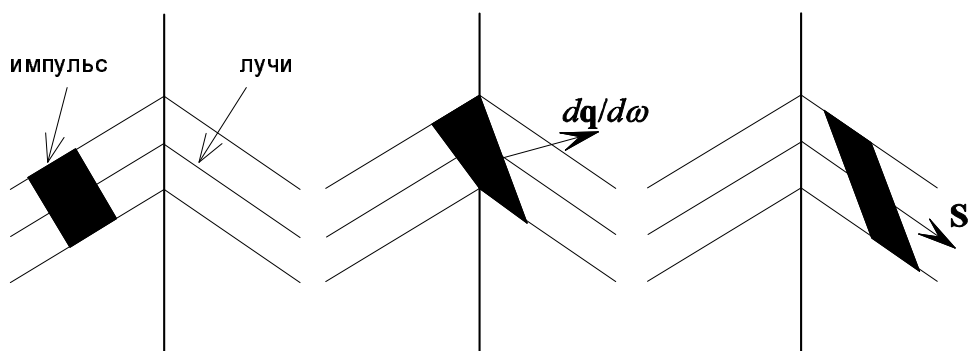


Рис. 2: Преломление ограниченного во времени и в пространстве волнового пучка на границе вакуума и среды Веселаго. Три картинки даны для возрастающих моментов времени.  $d\mathbf{q}/d\omega$  — вектор сигнальной задержки,  $\mathbf{S}$  — вектор Пойнтинга.

фронты, так что 95% его спектральной энергии сосредоточено в узком диапазоне частот, где  $\epsilon \approx \mu \approx -1$ .

Сигнальные фронты несут информацию и распространяются в соответствии с принципом причинности. Это значит, что для определения характера преломления сигнальных фронтов применим принцип Гюйгенса, в соответствии с которым направление движения сигнальных фронтов (направление вектора сигнальной задержки  $d\mathbf{q}/d\omega$ ) меняется на интерфейсе по обычному закону положительной рефракции. В то же время, лучи преломляются отрицательно, что диктуется изменением направления вектора Пойнтинга при переходе через интерфейс. Из рисунка видно, что передний и задний фронты пучка перпендикулярны к вектору сигнальной задержки, в то время как пучок в целом перемещается в направлении потока энергии, т.е. в направлении отрицательной рефракции.

В заключении сформулированы основные результаты диссертационной работы (в данном автореферате основные результаты приведены при описании содержания глав диссертации).

Достоверность результатов подтверждается физической обоснованностью аналитических методов, использованных в работе.



## Список публикаций по теме диссертации

1. Maslovski S.I., Simovski C.R., Tretyakov S.A. Constitutive equations for media with second-order spatial dispersion. // Proc. of Bianisotropics'98, 7th International Conference on Complex Media. — Braunschweig, Germany, 1998. — pp. 197–200.
2. Масловский С.И. Вычисление локального поля в плоских решетках дипольных частиц. // Труды II Всероссийской Научной Конференции Студентов-Радиофизиков. — СПбГУ, С-Пб, 1998. — стр. 53–55.
3. Яценко В.В., Масловский С.И. Двумерные массивы рассеивателей вблизи металлического экрана. // Труды II Всероссийской Научной Конференции Студентов-Радиофизиков. — СПбГУ, С-Пб, 1998. — стр. 87–89.
4. Maslovski S.I., Tretyakov S.A. Full-wave interaction field in two-dimensional arrays of dipole scatterers. // Int. J. Electron. Commun. (AEÜ.). — 1999. — Vol. 53, No. 3. — pp. 135–139.
5. Maslovski S.I., Tretyakov S.A. Full-wave interaction of inclusions in planar composite sheets. // Proc. of XXVIth URSI General Assembly. — University of Toronto, Canada, 1999. — p. 184.
6. Yatsenko V.V., Maslovski S.I. Electromagnetic diffraction by double arrays of dipole scatterers. // Proc. of the International seminar *Day on Diffraction'99*. — St. Petersburg, 1999. — pp. 196–209.
7. Tretyakov S.A., Kharina T.G., Maslovski S.I., Yatsenko V.V., Sochava A.A. Artificial composite materials and thin layers with active inclusions. // Proc. of the *Intern. conference on Electromagnetics in Advanced Applications (ICEAA '99)*. — Torino, Italy, 1999. — pp. 35–38.

8. Maslovski S.I., Tretyakov S.A., Simovski C.R. Electromagnetic modelling of composite media with second-order spatial dispersion. // Proc. of XXVIth URSI General Assembly, University of Toronto, Canada. — 1999. — p. 91.
9. Maslovski S.I., Tretyakov S.A. Additional boundary conditions for spatially dispersive media. // Proc. of Bianisotropics 2000, Lisbon, Portugal. — September 2000. — pp. 7–10.
10. Maslovski S.I., Tretyakov S.A., Yatsenko V.V. Interaction of bianisotropic particles and energy conservation in regular arrays. // Proc. of Bianisotropics 2000, Lisbon, Portugal. — September 2000. — pp. 339–342.
11. Yatsenko V.V., Maslovski S.I., Tretyakov S.A. Electromagnetic interaction of parallel arrays of dipole scatterers. // A chapter in the book series *Progress in Electromagnetics Research: PIER 25*. — 2000. — pp. 285–307. (Abstract also in *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*. — 2000. — Vol. 14, No. 1. — pp. 79–80.)
12. Maslovski S.I., Tretyakov S.A., Belov P.A. Wire media with negative effective permittivity: a quasi-static model. // *Microwave Opt. Technol. Lett.* — 2002. — Vol. 35, No. 1. — pp. 47–51.
13. Tretyakov S.A., Nefedov I.S., Simovski C.R., Maslovski S.I. Modelling and microwave properties of artificial materials with negative parameters. // A chapter in *Advances in Electromagnetics of Complex Media and Metamaterials*. — Kluwer, 2002. — pp. 99–122.
14. Maslovski S.I. Negative refraction and causality. // URSI/IEEE XXVII Convention on Radio Science, Espoo, Finland, Digest of technical papers, ISBN 951-22-6170-7. — October 2002. — pp. 110–111.

15. Belov P.A., Marques R., Maslovski S.I., Nefedov I.S., Silverinha M., Simovski C.R., Tretyakov S.A. Strong spatial dispersion in wire media in the very large wavelength limit. // *Phys. Rev. B.* — 2003. — Vol. 67. — pp. 113103(1-4).
16. Tretyakov S.A., Viitanen A.J., Maslovski S.I., Saarela I.E. Impedance boundary conditions for regular dense arrays of dipole scatterers. // *IEEE Trans. Antennas Propag.* — 2003. — Vol. 51, No. 8. — pp. 2073–2078.
17. Yatsenko V.V., Maslovski S.I., Tretyakov S.A., Prosvirnin S.L., Zouhdi S. Plane-wave reflection from double arrays of small magnetoelectric scatterers. // *IEEE Trans. Antennas Propag.* — 2003. — Vol. 51, No. 1. — pp. 2–11.
18. Масловский С.И. К возможности создания искусственных сред с одновременно отрицательными диэлектрической и магнитной проницаемостями. // *ПЖТФ.* — 2003. — Т. 29, No. 1. — стр. 69–74.
19. Белов П.А., Масловский С.И., Симовский К.Р., Третьяков С.А. Об одном условии, налагаемом на электромагнитную поляризуемость бианизотропного рассеивателя без потерь. // *ПЖТФ.* — 2003. — Т. 29, No. 17. — стр. 36–40.
20. Tretyakov S.A., Maslovski S.I., Karkkainen M., Belov P.A. Recent research in the field of backward-wave metamaterials and related devices. // *Proc. of Progress in Electromagnetics Research Symposium 2003, Honolulu, Hawaii, USA.* — October 2003. — p. 233.