bohydr. Research, V. 339. 2004), что О-ПС из ЛПС$_{КВС1}$ является регулярным разветвленными полисахаридом с гексасахаридными повторяющимися звеном: в основной цепи полисахарида содержатся галактоза и рамноза, от которой отходит тетрасахаридная боковая цепь из двух рамнозных остатков, одного маннозного и одного галактозного. Терминальный остаток галактозы представлен в фуранозной форме, в то время как все остальные сахара являются пиранозами.

Целью настоящей работы явилось изучение влияния ЛПС *Azospirillum irakense* КВС1 на индукцию синтеза макрофагами белых мышей провоспалительных эндогенных цитокинов: интерлейкина-1 (ИЛ-1) и фактора некроза опухоли альфа (ФНО-α) при фагоцитозе in vitro бактерий *Escherichia coli* Ca 52.

В опытах использовали контрольных (интактных) и опытных (иммунизированных ЛПС *A. irakense* КВС 1) беспородных белых мышей-самцов, весом 18-20 г, возраст - 2-3 месяца. Перитонеальные (ПМФ) и альвеолярные (АМФ) макрофаги выделяли из организма мышей стандартными методиками и использовали для моделирования фагоцитоза in vitro *Escherichia coli* Ca 52 (Практикум по иммунологии - М.: МГУ, 2001). Цитокины (ИЛ-1, ФНО-α) определяли в среде культивирования макрофагов с бактериями в динамике процесса фагоцитоза иммуноферментным методом с тест-системами на основе моноклональных антител производства ООО «Цитокин» (г. Санкт-Петербург).

Установлено, что контрольные макрофаги продуцируют более высокие (на порядок) концентрации цитокина ИЛ-1 по сравнению с ФНО-α при фагоцитозе эшерихий. При этом содержание ИЛ-1 наиболее значительно увеличивалось до 100 пг/мл к 6 часам процесса фагоцитоза АМФ. Концентрация ФНО-α в среде культивирования АМФ и ПМФ в процессе фагоцитоза практически не изменялась и была в пределах 8-15 пг/мл.

Добавление ЛПС in vitro в концентрации 0,4 мкг/мл в культуру макрофагов перед началом фагоцитоза приводило к индукции синтеза ФНО-α, более выраженной для АМФ (в 2,5 раза выше концентрация по сравнению с контролем). Динамика синтеза ИЛ-1 под действием ЛПС была сходной для фагоцитирующих ПМФ и АМФ, наибольшая концентрация этого цитокина определялась через 1 час контакта с бактериями, что было в 10,4 и 9,4 раза выше контрольных значений соответственно.

При изучении влияния in vivo на синтез цитокинов макрофагами ЛПС вводили по 4 мкг белым мышам внутрибрюшинно. Макрофаги выделяли на 1, 3 и 5 сутки и моделировали процесс фагоцитоза in vitro бактерий *Escherichia coli* Ca 52. Установлено значительное превышение содержания ФНО-α в культуре фагоцитирующих ПМФ и АМФ по сравнению с контрольными показателями. Усиление цитокинсинтезирующей активности отмечено у ПМФ, выделенных на 3 сутки после введения мышам ЛПС. При этом, максимальная концентрация ФНО-α (в 5,8 раз выше по сравнению с контролем) была в 6-ти часовой культуре фагоцитирующих макрофагов. Аналогичная динамика индукции этого цитокина отмечена и для макрофагов, выделенных в другие сроки после введения ЛПС.

Показано увеличение содержания ИЛ-1 в процессе фагоцитоза эшерихий макрофагами, выделенными на 1 и 5 сутки после иммунизации мышей ЛПС. Концентрация этого цитокина в динамике фагоцитоза была выше аналогичных показателей для контрольных макрофагов в 3 - 10 раз соответственно. Максимальное содержание ИЛ-1 во всех экспериментах отмечено на стадии 2-х часового фагоцитоза бактерий АМФ и ПМФ, которое затем уменьшалось к 6 часам.

Таким образом, усиление синтеза цитокинов на фоне действия ЛПС *Azospirillum irakense* КВС1 in vitro является доказательством его иммуностимулирующей способности. В то же время повышенная цитокинсинтезирующая активность макрофагов при действии ЛПС in vivo может иметь отрицательный эффект, так как одновременная гиперпродукция ИЛ-1 и ФНО-α может привести к развитию эндотоксического шока.

Фундаментальные и прикладные проблемы физики

ОСОБЕННОСТИ ПРОХОЖДЕНИЯ СИГНАЛОВ ЧЕРЕЗ ПЕРИОДИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ С НЕЛИНЕЙНЫМИ ПЛЕНКАМИ

Глущенко А.Г., Захарченко Е.П., Кнохинова Н.А.
Поволжская государственная академия телекоммуникаций и информатики

Физические процессы в периодических структурах используются во многих устройствах микро и оптоэлектроники (дифракционные решетки, лазеры с распределенным брегговским отражением, направленные ответвители, фильтры на периодических структурах и др.). Физика процессов в этих структурах имеет много общего с квантовой физикой движения электронов в кристаллах, что позволяет пользоваться понятиями блоховских зон. Основной проблемой для практического использования периодических структур является сложность технологии их изготовления с необходимыми допусками на параметры сред и размеров. Кроме того, необходимо производство целого ряда элементов с различными параметрами для реализации устройств с различными характеристиками. В настоящей работе показана возможность создания периодической структуры с перестраиваемыми параметрами. Перестройка параметров может осуществляться уровнем поступающего сигнала, что обеспечивает высокую скорость перестройки. Задача о нахождении коэффициентов отражения и прохождения волны любой природы, падающей на ограниченную многослойную периодическую структуру, может быть решена при помощи различных модификаций матричного метода. Однако, получаемые решения хотя и точны по форме, но громоздки, что не позволяет провести детальный анализ физических свойств. Имеется лишь один вид двухслойных периодических структур с линейными параметрами сред - безграничные, для которых получено точное дисперсионное уравнение при любых соотношениях параметров волн и структуры. В данной работе методом построения волн Флоке-Блоха получены аналитические решения для коэффициентов отражения и прохождения волн от двухслойной периодической ограниченной диэлектрической структуры с учетом нелинейности параметров одного из слоев для плоской электромагнитной волны. Двухслойная периодическая прозрачная немагнитная среда с диэлектрическими проницаемостями слоев ε_1 и $\varepsilon_2=\varepsilon_2+\chi(|E|^2)$, и толщинами d_1 и d_2 занимает область пространства $0 \le z \le N(d_1+d_2) \equiv Nd$, где N- число периодов структуры, $d_1+d_2=d$ - период функции $e(z)$. Диэлектрическая проницаемость сред кусочно-неоднородная, но однородная внутри каждого из слоев. Для **E** (H_x,E_y,H_z) волн (при $\partial/\partial y$=O) поле может быть представлено как:

$$\mathbf{E}(x,z,t)=\mathbf{E}(z)\exp(ik_x x)\exp(iwt),$$

где k_x проекции волнового вектора **k** на ось 0х. Функция E(z) описывается уравнением:

$$\frac{d^2\mathbf{E}(z)}{dz^2}+\left[k_0^2 e(z)-\mathrm{k}_{\mathrm{x}}^2\right]\mathbf{E}(z)=0$$

Это уравнение является уравнением Хилла, общее решение которого согласно теории Флоке-Ляпунова есть суперпозиция волн Флоке-Блоха:

$$E(z)=C_1E_1(z)+C_2E_2(z),$$

$$E_{1,2}(z)=F_{1,2}(z)\exp(is); \qquad F_{1,2}(z)=F_{1,2}(z+d),$$

$S_{1,2}$ - характеристические показатели решения. Для нахождения точных аналитических выражений для волн $\mathrm{E}_{1,2}(\mathrm{z})$, представим их в слоях с ε_1, ε_2 первого периода в виде:

$$E_{1,2}(z)=A_{1,2}\sin\left(k_{z1}z+j_{1,2}\right)$$

$$E_{1,2}(z)=B_{1,2}\sin\left(k_{z2}(z-d_1)+y_{1,2}\right)$$

где $k_{z1,2}=\sqrt{k_0^2 e_{1,2}-k_x^2}$. Фазы $j_{1,2}$ и $y_{1,2}$ в общем случае комплексные и их введение отличает используемый метод от классического способа решения данной задачи, путем представления поля в виде суперпозиции экспонент с неопределенными коэффициентами. Используя граничные условия в плоскостях z=0, z=d_1 и теорему Флоке для периодических коэффициентов решения, сдвинутых на период, $E_1(z)=\exp(is_1)E_1(z-d)$, получена система, определяющую параметры j_1, y_1, A_1, B_1 волны Флоке-Блоха. Дисперсионное уравнение имеет вид:

$$\cos s=\frac{1}{1-m^2}\cos\Delta_+-\frac{m^2}{1-m^2}\cos\Delta_-$$

Параметры (частота, уровень сигнала и др.) периодической структуры, необходимые для обеспечения режима пропускания определяются из соотношения: cos s<1. Теорема Флоке позволяет записать искомое поле в N-ом слое:

$$E_{1,2}(z)=\exp\left[is_{1,2}(N-1)\right]\sin\left\{k_{z1}\left[z-(N-1)d\right]+j_{1,2}\right\}$$

Полное электрическое поле в областях $z<0$ и как $z>Nd$

$$E(z)=\exp\left(ik_0\sqrt{e_{01}}z\right)+R\exp\left(-ik_0\sqrt{e_{01}}z\right),$$

$$E(z)=T\exp\left[ik_0\sqrt{e_{02}}(z-Nd)\right].$$

Учет граничных условий непрерывности поля на границах разделов сред позволяет получить аналитические соотношения для расчета коэффициентов отражения и прохождения:

$$R=\frac{(1-b)\sin\Delta_+ + m(1+b)\sin\Delta_- - 2m\sqrt{\frac{b}{(1-m^2)}}(\cos\Delta_+ - \cos\Delta_-)i}{-\left[(1+b)\sin\Delta_+ + m(1-b)\sin\Delta_-\right]\pm 2\sqrt{b\frac{g^2-(1-m^2)^2}{1-m^2}}ctg(Ns)}$$

$$T=\frac{\pm\frac{2}{\sin(Ns)}\sqrt{b\frac{g^2-(1-m^2)^2}{1-m^2}}}{-\left[(1+b)\sin\Delta_+ + m(1-b)\sin\Delta_-\right]\pm 2\sqrt{b\frac{g^2-(1-m^2)^2}{1-m^2}}ctg(Ns)}$$

где $m=\frac{\sqrt{e_2\left(|E|^2\right)m_2}-\sqrt{e_1m_1}}{\sqrt{e_2\left(|E|^2\right)m_2}+\sqrt{e_1m_1}}$ характеризует глубину оптической модуляции двухслойной периодической структуры, $b=\frac{e_{01}\cdot e_{02}}{\sqrt{e_1m_1}\sqrt{e_2\left(|E|^2\right)m_2}}$ - взаимодействие электромагнитной волны с границами структуры, параметр $\Delta_+=k_0\left(\sqrt{e_2\left(|E|^2\right)m_2}d_2+\sqrt{e_1m_1}d_1\right)$ - усредненный по периоду волновой вектор света внутри структуры, $\Delta_-=k_0\left(\sqrt{e_2\left(|E|^2\right)m_2}d_2-\sqrt{e_1m_1}d_1\right)$ - оптическая разность фаз электромагнитных волн в базовых слоях структуры, N - число периодов.

В запрещенных зонах коэффициент отражения $R(\Delta_+)$ близок к единице. В разрешенных зонах его зависимость является осциллирующей с амплитудой, увеличивающейся при приближении к границам с запрещенными зонами. При Δ_-=0 присутствуют только нечетные запрещенные зоны, т.е. зоны с центрами при $\Delta_+=(2n+1)p$, где $n=0,1,2\ldots$ При значении параметра $\Delta_-=\frac{p}{2}$ ширины четных и нечетных запрещенных зон сравниваются, а при $\Delta_-=p$ нечетные запрещенные зоны исчезают совсем, в то время как ширины четных достигают своего максимума. Увеличение параметра b в разрешенных зонах увеличивает амплитуду осцилляции. В запрещенных зонах характер зависимости практически не меняется. При малом значении параметра m ширина разрешенных зон увеличивается, а коэффициент отражения в них стремится к нулю. При любой значении параметра модуляции m коэффициент отражения может достигать единицы при достаточно большом числе периодов. Изменение уровня сигнала E приводит к перестройке частотных характеристик, в частности, сдвигу полос пропускания. Указанное свойство открывает возможность использования двухслойной диэлектрической периодической структуры в качестве структуры, управляемой уровнем сигнала, на основе которой возможно создание большого числа управляемых устройств.

НЕВЗАИМНЫЕ СВОЙСТВА ВОЛНОВОДНОЙ СТРУКТУРЫ С ПЛЕНКАМИ СВЕРХПРОВОДНИКА ВТОРОГО РОДА И НЕЛИНЕЙНОГО ДИЭЛЕКТРИКА

Глущенко А.Г., Головкина М.В.
Поволжская государственная академия телекоммуникаций и информатики

Волноводные структуры широко используются в системах обработки информации различных частотных диапазонов. Особое место занимают структуры с невзаимными свойствами, на основе которых разработаны элементы развязок устройств (вентили, циркуляторы и др.). Для создания этих устройств необходимы гиротропные среды. Наиболее распространенными являются ферриты, диапазон использования которых ограничен СВЧ и КВЧ диапазонами. В данной работе показаны невзаимные свойства волноводной структуры с тонкими пленками сверхпроводника второго рода и диэлектрика с нелинейными параметрами. Показана возможность существования в рассмотренной структуре солитоноподобных импульсов, параметры которых зависят от дисперсионных характеристик волноводной структуры, а также от амплитуды импульсов.

Тонкая пленка сверхпроводника в резистивном состоянии и тонкая пленка диэлектрика с нелинейными параметрами $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon + \alpha_3|\mathbf{E}|^2 + \alpha_5|\mathbf{E}|^4 + \ldots$ расположены параллельно узким стенкам прямоугольно волновода. Внешнее магнитное поле **B** направлено параллельной широким стенкам волновода, транспортный ток в сверхпроводнике параллелен узкой стенке волновода. Рассмотрена H-волна (с компонентами H_x, H_z, E_y), которая эффективно взаимодействует с вихревой структурой в сверхпроводнике.

Наличие тонкого сверхпроводящего слоя в смешанном состоянии учитывается введением граничных условий:

$$H_z(x=0) - H_z(x=t) = \frac{\mu_0 \mu h\, t}{B_{x0}\Phi_0 \beta}\left(\omega \pm \frac{j_{y0}\Phi_0}{h}\beta\right) H_x(x=0)$$

$$B_x(x=0) = B_x(x=t),$$

где j_{y0} - плотность транспортного тока в сверхпроводнике, β - продольное волновое число, σ - проводимость сверхпроводящей пленки, Φ_0 - квант магнитного потока, h - коэффициент вязкости магнитного вихря. Знаки «+» и «-» соответствуют прямой и обратной волне.

Задача сводится к решению нелинейного интегро - дифференциального уравнения относительно функции $E_y(z,t)$

$$\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\int\limits_{-\infty}^{+\infty} R(z-z', t-t')E_y(z',t')dz'dt' = \frac{\partial}{\partial t}[P_N(E_y(z,t))],$$

где ядро интегрального оператора R(z,t) представляет собой обратное преобразование Фурье определяемой аналитическим путем функции R(ω,β):

$$R(\omega,\beta) = \frac{i\beta^2}{\omega\mu_0} - i\omega\varepsilon_0\varepsilon_{22} + \frac{2}{d}\,\frac{(Y_1 - Y_2) + i\omega\mu_0 d Y_1 Y_2 \mp iF_{\substack{пр\\об}} d\beta Y_2 \mp \dfrac{F_{\substack{пр\\об}}\beta}{\omega\mu_0}}{2 + \dfrac{i}{2}\omega\mu_0(Y_2 - Y_1) \pm \dfrac{i}{2}F_{\substack{пр\\об}} d\beta}$$

При учете нелинейности третьего порядка уравнение принимает вид:

$$R(\omega_0,\beta_0)e(z,t) + i\left(\frac{\partial^2}{\partial t\partial\omega} - \frac{\partial^2}{\partial z\partial\beta}\right)R(\omega=\omega_0,\beta=\beta_0)e(z,t) +$$
$$+\frac{(-i)^2}{2!}\left(\frac{\partial^2}{\partial t\partial\omega} - \frac{\partial^2}{\partial z\partial\beta}\right)^2 R(\omega=\omega_0,\beta=\beta_0)e(z,t) +$$
$$+\frac{(-i)^3}{3!}\left(\frac{\partial^2}{\partial t\partial\omega} - \frac{\partial^2}{\partial z\partial\beta}\right)^3 R(\omega=\omega_0,\beta=\beta_0)e(z,t) + \ldots =$$
$$= -4\pi\frac{\partial}{\partial t}\left\{e^3(z,t)\exp[i(\omega_0 t - \beta_0 z)]\right\}$$

и представляет собой обобщение нелинейного уравнения Шредингера. Решением уравнения является функция $e(z,t) = E_s cn(Z,k)$, описывающая решетку нелинейных импульсов при $\alpha_3\gamma_2(R) < 0$, или $e(z,t) = E_s sn(z,k)$ (импульсы затемнения) при $\alpha_3\gamma_2(R) > 0$,

Длительность импульсов $t_s^{-2} = \mp 4\pi i d\omega_0\alpha_3 k^{-2} E_s^2 \gamma_2^{-1}(R)$,