Оценка погрешности построенного решения выполняется по описанной в [2] методике. Если в (4) ограничиться членами порядка ε включительно, то приближенное решение (4) удовлетворяет (3) с невязкой порядка ε. Решение (5) удовлетворяет (3) с невязкой, малой в среднем.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Медведев Г. Н., Моргунов Б. И.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1989. 30, № 4. С. 78. [2] Медведев Г. Н., Моргунов Б. И.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1991, 32, № 1. С. 82. [3] Бахвалов Н. С., Панасенко Г. П. Осреднение процессов в периодических средах. М., 1984.

Поступила в редакцию
06.05.92

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34, № 2

УДК 621.372.2

СИНТЕЗ ПЛОСКОГО ВОЛНОВОДНОГО ПЕРЕХОДА

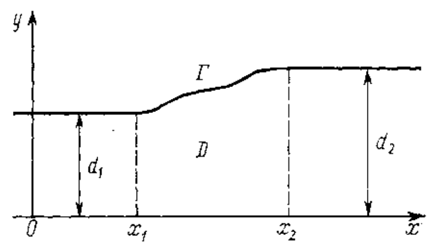
А. Н. Боголюбов, Д. В. Минаев

(кафедра математики)

Предложен алгоритм решения задачи синтеза волноводного перехода между двумя плоскими однородными волноводами.

В последнее время все большее значение в системах передачи, хранения и обработки информации приобретают согласующие элементы. В частности, разработка таких волноводных элементов может дать возможность создания волноведущих трактов с качественно улучшенными характеристиками. Особое значение при этом имеет создание эффективных алгоритмов численного решения задачи синтеза волноводных согласующих элементов.

Рассмотрим задачу синтеза плавного согласующего перехода между двумя плоскими регулярными волноводами с однородным диэлектрическим заполнением и вещественной диэлектрической проницаемостью (рисунок). Как известно, для того, чтобы найти распределение электромагнитного поля в такой системе, достаточно решить задачу для двумерного уравнения Гельмгольца с заданными граничными условиями. Пусть диаметры левого и правого волноводов равны соответственно d_1 и d_2. Через Г обозначим верхнюю границу волноводного перехода. Предположим, что боковые стенки регулярных волноводов и волноводного перехода являются идеально проводящими. На вход волновода подается сигнал, соответствующий его основной моде. Для ограничения области вдоль оси x воспользуемся парциальными условиями излучения [1]. Полученную ограниченную область обозначим через D. Временную зависимость выберем в виде $e^{-i\omega t}$. Тогда, рассматривая случай ТМ-поляризации, будем иметь следующую краевую задачу:



$$\Delta u + k^2 u = 0, \quad (x, y) \in D,$$

$$u(x, 0) = 0, \quad x \in (-\infty, +\infty); \quad u(x, d_1) = 0, \quad x \in (-\infty, x_1];$$

$$u(x, d_2) = 0, \quad x \in [x_2, +\infty); \quad u(x, y) = 0, \quad (x, y) \in \Gamma,$$

$$\int_0^{d_1} \left\{ \frac{\partial u}{\partial x} + i\gamma_n^{(1)} u \right\}_{x=x_1} \sin \frac{\pi n y}{d_1}\, dy = A_1 i \gamma_1^{(1)} d_1,$$

$$\int_0^{d_2} \left\{ \frac{\partial u}{\partial x} - i\gamma_n^{(2)} u \right\}_{x=x_2} \sin \frac{\pi n y}{d_2}\, dy = 0 \quad (n = 1, 2, \ldots), \qquad (1)$$

где $\gamma_n^{(l)} = \sqrt{k^2 - \left(\frac{\pi n}{d_l}\right)^2}$ $(l=1,\ 2)$ — постоянные распространения левого ($l=1$) и правого ($l=2$) волноводов, $k=\omega\sqrt{\varepsilon\mu}$ — волновое число, $\mu=1$, A_1 — амплитуда основной моды левого волновода.

Для решения прямой задачи (1) используем конечно-разностный метод. Введем двумерную неравномерную сетку по переменным x и y. С помощью интегро-интерполяционного метода построим консервативную разностную схему [2]. Для обращения получаемой пятидиагональной матрицы воспользуемся методом прогонки.

Задачу синтеза волноводного перехода поставим как задачу отыскания формы границы Г плавного перехода, наилучшим образом согласующего два плоских волновода. Согласование будем вести по передаче мощности из первого волновода на основную моду второго. Границу волноводного перехода Г зададим в виде двух согласованных кубических сплайнов $y_1(x)$ и $y_2(x)$. Сплайны согласуются с регулярными частями волноводов и друг с другом в точках x_1, x_2, $\bar{x}$ соответственно, причем условия согласования имеют следующий вид:

$$\begin{gathered} y_1(x_1)=d_1, \quad y_1'(x_1)=0, \quad y_2(x_2)=d_2, \quad y_2'(x_2)=0, \\ y_1(\bar{x})=y_2(\bar{x}), \quad y_1'(\bar{x})=y_2'(\bar{x}). \end{gathered} \tag{2}$$

С помощью уравнений (2) выразим коэффициенты сплайнов через коэффициенты a_1, a_2 при старших степенях первого и второго сплайнов соответственно и через точку сопряжения сплайнов $\bar{x}$. Поставим задачу отыскания такого набора параметров $z=\{a_1,\ a_2,\ \bar{x}\}$, который бы обеспечивал на входе второго волновода максимум энергии по основной моде. Очевидно, что интерес представляют только те кубические сплайны, которые формируют границу с монотонно неубывающей функцией, задающей контур Г. Следовательно, набор параметров z ищется не во всем пространстве R^3, а на некотором множестве M, задаваемом системой ограничений $\mathcal{F}$. В качестве целевой функции рассмотрим функцию

$$f(z)=(1-\Phi(z)/A)^2,$$

где $\Phi(z)$ — энергия основной моды второго волновода, A — энергия основной моды первого волновода, z — набор параметров границы. Поскольку вычисления ведутся с определенной погрешностью, то поставленная задача является типично некорректной [3]. Причем, так как это будет задача с нелинейным и несамосопряженным оператором, для которой достаточно подробно исследован только случай квадратичной целевой функции, большинство разработанных эффективных алгоритмов оказывается неприменимым. Для решения задачи синтеза воспользуемся методом скользящего допуска [4]. Этот метод является одним из самых эффективных и универсальных методов минимизации функционала при наличии ограничений, если нет дополнительной информации о свойствах минимизируемого функционала. На основе алгоритма скользящего допуска создан программный комплекс на ПЭВМ IBM PC на языке FORTRAN-77.

Проведенные с помощью созданного программного комплекса исследования позволяют сделать ряд практически важных выводов.

Во-первых, даже в случае однородного диэлектрического заполнения волноводов и согласующего перехода удается получить согласование по основной моде порядка 98%.

Во-вторых, у целевой функции существует множество локальных минимумов. Причем, хотя алгоритм сходится к любому из них, согласование волноводов получается очень хорошее.

В-третьих, локальные минимумы глубоки и, если проводить минимизацию функционала не по трем, а по двум переменным, зафиксировав третий параметр в точке локального минимума, то согласование волноводов можно несколько улучшить.

Предлагаемый алгоритм решения задачи синтеза волноводного перехода обладает рядом достоинств. Его применение не накладывает принципиальных ограничений на форму и интенсивность входного сигнала (для простоты был рассмотрен случай основной моды первого волновода). Он применим в том случае, когда граница задается любыми полиномами, в частности комбинацией трех и более сплайнов. Алгоритм можно обобщить на случай неоднородного заполнения волноводного перехода, открытого волноводного перехода и на трехмерный случай.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Свешников А. Г.//ДАН СССР. 1950. **75**, № 5. С. 917. [2] Самарский А. А. Теория разностных схем. М., 1982. [3] Тихонов А. Н., Арсенин В. Я.

Методы решения некорректных задач. М., 1979. [4] Химмельблау Д. Прикладное нелинейное программирование. М., 1975.

Поступила в редакцию
29.06.92

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34, № 2

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 549.121.7

ВАРИАЦИИ СПЕКТРОВ ГАММА-КВАНТОВ ОТ ЯДЕР АКТИВНЫХ ГАЛАКТИК И КВАЗАРОВ В КАСКАДНОЙ МОДЕЛИ

И. П. Иваненко, **А. А. Лагутин, С. В. Трифонова**

(НИИЯФ)

В каскадной модели наблюдаемое от ядер активных галактик и квазаров гамма-излучение является результатом развития электронно-фотонных каскадов, возникающих при прохождении генерируемых в источнике высокоэнергетичных частиц через активную область его рентгеновского излучения. В рамках этой модели рассчитаны вариации γ-спектров сейфертовской галактики NGC 4151 и квазара 3С 273, вызванные переменностью рентгеновского излучения этих источников. Результаты не противоречат имеющимся экспериментальным данным.

В работах [1, 2] предложена каскадная модель формирования гамма-излучения ядер активных галактик и квазаров (далее ЯАГ), являющихся источниками мощного рентгеновского и гамма-излучения. Согласно этой модели наблюдаемый от источника γ-спектр является результатом развития электронно-фотонных каскадов (ЭФК), возникающих при прохождении генерируемых в источнике высокоэнергетичных частиц (электронов и γ-квантов) через активную область формирования его рентгеновского излучения. Каскадная модель позволяет объяснить при минимальном числе предположений основные закономерности поведения γ-спектров ЯАГ. Вместе с тем имеющиеся экспериментальные данные свидетельствуют о переменности в рентгеновском и гамма-диапазонах спектров большинства ЯАГ. Если формирование заметной доли наблюдаемого от источника γ-спектра действительно обусловлено развитием ЭФК, то между переменностями низкоэнергетической (рентгеновского поля) и высокоэнергетической (γ-спектра, являющегося результатом развития ЭФК) частей должна существовать вполне определенная характерная связь.

Целью данной работы является исследование вариаций γ-спектров ЯАГ в рамках каскадной модели и сопоставление предсказаний модели с наблюдаемой переменностью наиболее изученных источников — сейфертовской галактики NGC 4151 и квазара 3С 273.

Пусть активная область источника однородно заполнена изотропным рентгеновским излучением со спектральной плотностью $n(\omega)$ и представляет собой плоскопараллельный слой толщины z. В точке $z=0$ генерируются высокоэнергетичные электроны ($\alpha=e$) или γ-кванты ($\alpha=\gamma$), спектр которых описывается функцией $S_\alpha(E)$. При прохождении их через активную область источника в результате процессов фоторождения пар и обратного комптоновского рассеяния в области развиваются ЭФК. Дифференциальный энергетический спектр выходящих из активной области источника γ-квантов можно представить в виде

$$I_\alpha(z;\ E^*) = \int dES_\alpha(E)\, q_\alpha(z,\ E), \tag{1}$$

где $q_\alpha(z,\ E;\ E^*) \equiv q_\alpha(z,\ E)$ — число γ-квантов с энергиями в единичном интервале около точки E^* от каскада, порожденного одной первичной частицей типа α с энергией E (сопряженная функция, или ценность этой частицы). Величина $I_\alpha(z;\ E^*)$ является функционалом от функций $S_\alpha(E)$ и $n(\omega)$ (через функцию $n(\omega)$ выражаются сечения взаимодействий каскадных частиц с полем рентгеновских фотонов). Изменения спектра первичных частиц и поля рентгеновских фотонов будут приводить к вариациям наблюдаемого спектра γ-квантов.

Чувствительность γ-квантов к вариациям первичного спектра S_α будем описывать вариационной производной $\delta I_\alpha(z;\ E^*)/\delta S_\alpha(E)dE$. Она дает изменение I_α при единичном изменении первичного спектра в единичном интервале энергии около точки E. Из (1) видно, что эта вариационная производная равна $q_\alpha(z,\ E)$.