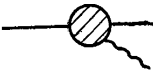


ся при 19,6 Мев. Такой способ расчета матричных элементов остаточного взаимодействия соответствует следующему приближению. Если через (см. изображение на стр. 101) обозначить точный матричный элемент рассматриваемой связи, то приближение (1)

графически соответствует

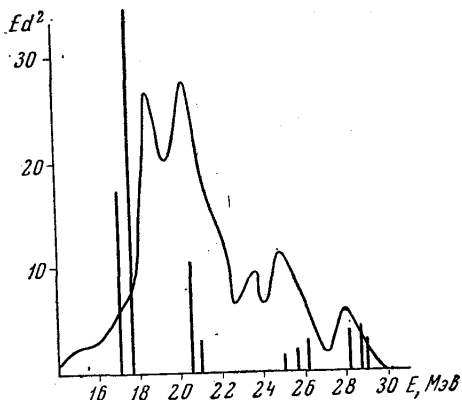


где  точный матричный элемент связи частицы (дырки) с коллектив-

ным состоянием.

Диагонализация гамильтониана на базе состояний $|ph\rangle$, $|ph3\rangle$, $|ph5\rangle$ приводит к результату, показанному на рисунке. Как видно из этого рисунка, связь частицы и дырки с низкими коллективными состояниями играет существенную роль

Сплошные линии показывают рассчитанные энергии и интенсивности дипольных уровней. Экспериментальная кривая сечения фотопоглощения [4] изображена штриховой линией



в формировании «хвоста» дипольного резонанса. В более тяжелых ядрах состояния типа $|ph3\rangle$ попадают непосредственно в область дипольного резонанса и существенно скажутся на его структуре.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балашов В. В., Чернов В. М. ЖЭТФ, 43, 227, 1962.
2. Юдин Н. П. «Изв. АН СССР», сер. физич., 26, 1218, 1962.
3. Semenko S. F. Phys. Lett., 13, 157, 1964.
4. Горячев Б. И., Ишханов Б. С. и др. «Ядерная физика», вып. 5, 1968.
5. Gillet V., Sanderson E. A. Nucl. Phys., 54, 321, 1964.
6. Живописцев Ф. А., Московкин В. М., Юдин Н. П. «Изв. АН СССР», сер. физич., 30, 306, 1966.
7. Слив Л. А., Валчок Б. А. ЖЭТФ, 36, 539, 1959.

Поступила в редакцию
1.7 1968 г.

НИИЯФ

УДК 538.566

Л. П. ИГУШКИН, Э. И. УРАЗАКОВ

ПЛОСКИЕ ВОЛНЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО И МАГНИТНОГО ТИПОВ

Рассматривается задача о возбуждении и распространении электромагнитных полей в коаксиальных системах из анизотропно (продольно) и изотропно проводящих бесконечных цилиндров. Показано, что в этих системах могут распространяться со световой скоростью несимметричные плоские волны. Решена задача о возбуждении таких волн. Решение получено обобщением формулы запаздывающих потенциалов в от-

крытом пространстве на рассматриваемые системы путем учета полей возбужденных токов.

Поля и токи раскладываются по функциям

$$e^{ip\varphi} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{i\omega z} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-ikt}, \quad (1)$$

т. е. делается тройное преобразование Фурье. Фурье-компонент полей можно выразить через фурье-компонент токов источников и токов на стенках, воспользовавшись формулой запаздывающих потенциалов. В результате получим

$$E_z = \frac{2\pi^2}{c} \int bdb [r, b] (\omega c \rho - k j_z) + \sum_i \frac{2\pi^2}{c} [r_i a_i] (\omega c Q_i - k F_{iz}), \quad (2)$$

$$H_z = -\frac{2\pi^2 i}{c} \int bdb \left\{ [r, b'] v j_\varphi + [r, b] \frac{ip}{b} j_r \right\} - \frac{2\pi^2 i v}{c} \sum_i [r_i a'_i] F_{i\varphi}.$$

Остальные компоненты полей выражаются через E_z и H_z . Например:

$$E_\varphi = -\frac{p\omega}{v^2 r} E_z + \frac{ik}{v^2} \frac{\partial}{\partial r} H_z. \quad (3)$$

В формулах (2) и (3) b — радиальные координаты токов источников, a_i — радиусы цилиндрических поверхностей, Q_i , F_{iz} , $F_{i\varphi}$ — поверхностные заряды и токи,

$$v = \sqrt{k^2 - \omega^2}, \quad \text{Im} v > 0$$

$$[r, b] = \begin{cases} I_p(vr) H_p(vb) & \text{при } r < b \\ I_p(vb) H_p(vr) & \text{при } b < r \end{cases},$$

$$[r, b'] = \begin{cases} I_p(vr) H'_p(vb) & \text{при } r < b \\ I'_p(vb) H_p(vr) & \text{при } r > b \end{cases}. \quad (4)$$

Выражения для фурье-компонентов полей можно разделить на поля электрического (при $E_z \neq 0$) и магнитного (при $H_z \neq 0$) типов. Кроме того, в фурье-компонентах на электрический и магнитный типы разделяются токи и заряды. Токи и заряды связаны уравнением непрерывности

$$i(\omega j_z - kc\rho) + \frac{ip}{b} j_\varphi + \frac{1}{b} \frac{\partial}{\partial b} (bj_r) = 0. \quad (5)$$

При $v=0$ эта связь становится особенно жесткой и токи электрического типа $\omega c\rho - k j_z$ выражаются через токи магнитного типа.

Граничные условия на бесконечных по z поверхностях могут быть наложены непосредственно на фурье-компоненты. Так, на изотропной идеально проводящей цилиндрической поверхности

$$E_z = 0, \quad \frac{\partial}{\partial r} H_z = 0; \quad (6)$$

на продольно проводящей цилиндрической поверхности

$$E_z = 0, \quad F_\varphi = 0. \quad (7)$$

На обеих этих поверхностях условия накладываются по отдельности на поля электрического и магнитного типов, так что разделение полей на эти два типа такими поверхностями не нарушается. Изотропно проводящая поверхность идеально отражает поля обоих типов. Продольно проводящая поверхность взаимодействует с полями электрического типа как изотропная, т. е. идеально отражает их и не влияет на поля магнитного типа.

Граничные задачи в этом случае могут быть решены независимо друг от друга для фурье-компонентов волн электрического и магнитного типа и переход к координатным выражениям делается при помощи вычетов. Каждому полюсу соответствует своя волноводная волна. В данной статье основное внимание уделяется полюсам с $\omega = \pm k$.

В системе из продольно проводящих и изотропных коаксиальных цилиндров поля электрического и магнитного типов по отдельности ведут себя так же, как и в системе из изотропных волноводов, но границы их уже не являются общими.

Исключив токи и заряды на стенках из выражений (2) при помощи граничных условий (6) и (7) и рассмотрев полученные выражения при $v \rightarrow 0$, получим, что, при $p=0$ и $v \rightarrow 0$ фурье-компоненты полей электрического и магнитного типов внутри волновода конечны по отдельности. Внутри коаксиальной линии в таком случае полюсы имеют только фурье-компоненты полей электрического типа, что приводит к существованию волн ТЕМ. По нашей классификации волн, название ТЕМ является неточным. Волна ТЕМ является волной чисто электрического типа и отражается продольно проводящими стенками.

При $p \neq 0$ и $v \rightarrow 0$ фурье-компоненты полей электрического и магнитного типов по отдельности имеют полюсы вида $1/v^2$, которые гасят друг друга только в том случае, когда границы для волн электрического и магнитного типов совпадают, т. е. только в изотропно проводящих системах. В системах из коаксиальных изотропных и продольно проводящих цилиндров при $p \neq 0$ полюсы электрического и магнитного типов не гасят друг друга, что приводит к существованию в таких системах плоских волн, распространяющихся со световой скоростью. Координатные выражения для полей плоской несимметричной волны электрического типа, распространяющейся в границах

$d_1 < r < d_2^1$, имеют вид

$$E_+ = \frac{2p}{cr} (2\pi)^{3/2} e^{i(\omega z + p\varphi - kct)} \int_{d_1}^{d_2} db \left\{ \frac{\left(\frac{b}{r}\right)^p j_+ - \left(\frac{d_1 d_2}{rb}\right)^p j_-}{\left(\frac{d_1}{d_2}\right)^p - \left(\frac{d_2}{d_1}\right)^p} \mp \left[\frac{r}{b}\right] j_- \right\},$$

$$E_- = \frac{2p}{cr} (2\pi)^{3/2} e^{i(\omega z + p\varphi - kct)} \int_{d_1}^{d_2} db \left\{ \frac{\left(\frac{r}{b}\right)^p j_- - \left(\frac{rb}{d_1 d_2}\right)^p j_+}{\left(\frac{d_1}{d_2}\right)^p - \left(\frac{d_2}{d_1}\right)^p} \mp \left[\frac{b}{r}\right] j_+ \right\},$$

$$H_+ = -i \frac{\omega}{k} E_+, \quad H_- = -i \frac{\omega}{k} E_-, \quad \omega = \pm k,$$

$$E_z = H_z = 0. \quad (8)$$

Здесь для краткости введены обозначения:

$$E_+ = E_\varphi \mp iE_r, \quad H_- = H_\varphi - iH_r \text{ и т. д.}$$

$$\left[\frac{r}{b}\right] = \begin{cases} \left(\frac{r}{b}\right)^p & \text{при } r < b \\ 0 & \text{при } r > b \end{cases} \quad (9)$$

j_+ и j_- — фурье-компоненты соответствующих токов при заданных p и ω ;

$$j_\pm = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-\infty}^{\infty} dz e^{-i(\omega z + p\varphi)} j_\pm(z, \varphi). \quad (10)$$

Координатные выражения для полей плоской несимметричной волны магнитного типа, распространяющейся в границах $a_1 < r < a_2^2$, получаются из (8) заменой d_1 и d_2 на a_1 и a_2 и изменением знака всех полей на противоположный. Формула (8) применима к случаям $d_1=0$ и $d_2=\infty$.

Авторы приносят благодарность А. Г. Свешникову за ценные замечания.

Поступила в редакцию
7.7 1969 г.

НИИЯФ

¹ d_1 и d_2 — радиусы ближайших к источнику поверхностей, отражающих волны электрического типа (продольно или изотропно проводящих).

² a_1 и a_2 — радиусы ближайших к источнику изотропно проводящих поверхностей.