электростатическое и спин-орбитальное взаимодействие, но лишь между вырожденными в кулоновском приближении конфигурациями. Во всех вариантах расчетов ширины АС вычислялись с кулоновской функцией непрерывного спектра в поле заряда $(Z-1)$.

Из таблицы видно, что учет смешивания конфигураций по главному квантовому числу приводит к незначительным изменениям энергий возбуждения и ширин рассмотренных АУ, тогда как включение спин-орбитального взаимодействия существенно влияет на их характеристики. Отношение парциальных ширин, соответствующих автоионизационным переходам с изменением мультиплетности, к полной ширине АУ показывает, что более сильно изменяются при этом ширины триплетных АС. Сравнение полученных результатов с расчетами, выполненными на основе теории возмущений и включающими полностью оператор Брейта [5], показывает, что в расчетах ширин АУ ионов железа в приближении промежуточной связи можно ограничиться включением лишь одночастичного оператора спин-орбитального взаимодействия.

Авторы выражают благодарность Ю. К. Земцову за помощь, оказанную при использовании алгоритма расчета автоионизационных ширин.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Балашов В. В., Гришанова С. И., Круглова И. М., Сенашенко В. С. Резонансная фотоионизация гелия и гелиеподобных ионов. — Опт. и спектр., 1970, 28, с. 859—868. [2] Балашов В. В., Липовецкий С. С., Павличенков А. В., Полюдов А. Н., Сенашенко В. С. Автоионизационные состояния в гелиеподобных ионах. — Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1971, 12, № 1, с. 65—74. [3] Юцис А. П., Савукинас А. Ю. Математические основы теории атома. Вильнюс, 1973, с. 59. [4] Земцов Ю. К. Расчет вероятностей автоионизации для гелия и гелиеподобных ионов. — Опт. и спектр., 1974, 37, с. 626—632. [5] Вайнштейн Л. А., Сафронова У. И. Длины волн и вероятности переходов для ионов. — Препринт № 6 ИС АН СССР, М., 1975, с. 51.

Поступила в редакцию
09.06.80

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981, т. 22, № 2

УДК 530.12:531.51

ДИАГРАММА ТИПА ПЕНРОУЗА ДЛЯ АЛГЕБРАИЧЕСКОЙ КЛАССИФИКАЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

В. В. Кислов

(кафедра теоретической физики)

В развитии теории гравитации важную роль сыграла (и продолжает играть) установленная А. З. Петровым [1] алгебраическая классификация пространств Эйнштейна. Эта классификация оказалась чрезвычайно плодотворной для нахождения новых точных решений уравнений Эйнштейна, а также для разработки критериев гравитационного излучения [2].

Аналогичная алгебраическая классификация может быть развита и для электромагнитного поля, что неоднократно отмечалось рядом авторов [3, 4, 5]. Однако в литературе в явном виде отсутствует такая классификация электромагнитного поля на основе исследования характеристических λ-матриц, хотя именно такая классификация Петрова для гравитационного поля в настоящее время является общепризнанной. Например, в работе Билялова [5] побочно рассматривается классификация электромагнитного поля, но она оказывается беднее классификации, проведенной с использованием λ-матриц. В частности, совсем выпадает тип Д электромагнитного поля (см. далее).

Цель данной работы состоит в том, чтобы распространить классификацию Петрова на случай электромагнитного поля. Строится диаграмма, аналогичная диаграмме Пенроуза [6] для гравитационного поля. Этот подход применим также и для алгебраической классификации гравиинерциальных волн. Аналогия с электромагнитными волнами свидетельствует в пользу критерия Лихнеровича, согласно которому гравитационные волны описываются метриками подтипа N по Петрову.

Исследуем алгебраическую структуру тензора электромагнитного поля $F_{\mu\nu}$ на основе изучения λ-матрицы: $|F_{\mu\nu}-\lambda g_{\mu\nu}|$. Тип поля будет определяться *характеристикой* λ-матрицы, приведенной к каноническому виду, причем он будет сохраняться в той области, где эта характеристика не меняется. Характеристическое уравнение $\|F_{\mu\nu}-\lambda g_{\mu\nu}\|=0$ запишется в виде: $\lambda^4+I_1\lambda^2-I_2^2=0$, где

$$I_1=H^2-E^2\equiv F_{\mu\nu}F^{\mu\nu};\ I_2=(\mathbf{E},\mathbf{H})\equiv\varepsilon^{\alpha\beta}_{\cdot\cdot\mu\nu}F^{\mu\nu}F_{\alpha\beta}.$$

Пусть точке P отвечает λ-матрица с системой элементарных делителей:

$$\left\{\begin{array}{l}(\lambda-\lambda_1)^{m_1},\ (\lambda-\lambda_2)^{m_1'},\ (\lambda-\lambda_3)^{m_1''}\ldots\\ (\lambda-\lambda_1)^{m_2},\ (\lambda-\lambda_2)^{m_2'}\ldots\\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\end{array}\right.$$

Тогда этой λ-матрице отвечает характеристика $[(m_1, m_2\ldots),(m_1', m_2'\ldots)\ldots]$, определяющая тип пространства в этой области A, где она не меняется. Инварианты λ_i, *базисы* элементарных делителей, будут в то же время корнями характеристического уравнения: $\|F_{\mu\nu}-\lambda g_{\mu\nu}\|=0$. Однако в области A возможно совпадение на некоторых многообразиях базисов $\lambda_i(x)$ элементарных делителей. Эти многообразия будут описываться уравнениями вида: $\lambda_i(x)-\lambda_j(x)=0$. Элементарные делители будут иметь вид: $(\lambda-\lambda_1)^p$, $(\lambda-\lambda_2)^q\ldots$, характеристика будет вида $[p, q\ldots]$, а на указанной гиперповерхности $[(p, q)\ldots]$ (т. е. в области A вообще $\lambda_1\not\equiv\lambda_2$, но в некоторой подобласти они равны, и поэтому p и q отвечают одному и тому же базисному делителю). Путем непосредственного приведения λ-матрицы к каноническому виду получим в случае $I_1\neq0$, $I_2\neq0$:

$$\begin{pmatrix}-1&0&0&0\\0&1&0&0\\0&0&1&0\\0&0&0&\lambda^4+I_1\lambda^2-I_2^2\end{pmatrix}.\qquad(1.1)$$

Такой вид λ-матрицы сохранится и для случая $I_1=0$, $I_2\neq0$. В случае $I_1\neq0$, $I_2=0$ находим следующий канонический вид λ-матрицы, указанный в формуле (1.2). Этот же вид сохраняется для случая $I_1=0$, $I_2=0$; он дается формулой (1.3).

$$\begin{pmatrix}-1&0&0&0\\0&1&0&0\\0&0&\lambda&0\\0&0&0&\lambda(\lambda^2+I_1)\end{pmatrix}\quad(1.2);\qquad\begin{pmatrix}-1&0&0&0\\0&1&0&0\\0&0&\lambda&0\\0&0&0&\lambda^3\end{pmatrix}\quad(1.3)$$

Важно отметить, что для электромагнитного поля не может быть типа, определяемого характеристикой [(2,2)], т. е. матрицей вида:

$$\begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \lambda^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \lambda^2 \end{pmatrix},$$

так как из непосредственного приведения λ-матрицы к каноническому виду в случае $I_1=0$, $I_2=0$ для такого вида матрицы с необходимостью следует $\mathbf{H}\|\mathbf{E}$, но в силу $I_2=0 \Rightarrow \mathbf{H}\perp\mathbf{E}$ и учитывая $I_1=0 \Rightarrow H=E=0$, находим, что такая ситуация может возникнуть только для тривиального случая.

Общеизвестна диаграмма Пенроуза классификации гравитационного поля с помощью λ-матриц по тензору кривизны или по тензору Вейля (рис. 1) *. Аналогичная диаграмма построена для электромагнитного поля (рис. 2).

Диаграмма рис. 2 позволяет по-новому взглянуть на некоторые типы гравитационного поля. Для типа N[(1,3)] электромагнитного по-

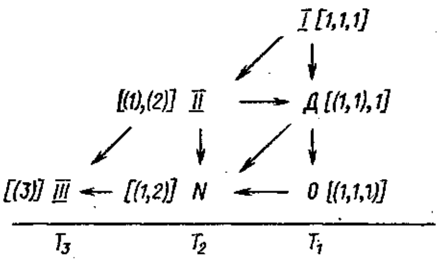


Рис. 1

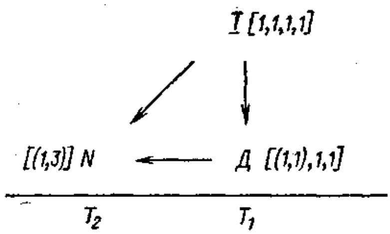


Рис. 2

ля $I_1=I_2=0$, т. е. $E=H$, $\mathbf{E}\perp\mathbf{H}$; значит, тип N содержит в себе электромагнитные волны. (Вообще говоря, тип N не исчерпывается электромагнитными волнами.) По типу характеристики ему соответствует тип N гравитационного поля. Поэтому естественно предположить, что гравитационные волны должны описываться метриками, относящимися к типу N гравитационного поля. Далее, тип Д электромагнитного поля соответствует случаю $I_2=0$; в частности, сюда входит кулоновское решение для $H=0$. Метрика Шварцшильда также входит в множество пространств типа Д[(1,1)1] и соответствует кулоновскому полю. Заметим, что она не исчерпывает всего типа Д.

Интересно, что из всего множества возможных канонических типов λ-матриц для электромагнитного поля «выживают» только три. Встает вопрос: почему не реализуются другие типы? Это связано, по-видимому, со свойствами тензора электромагнитного поля $F_{\mu\nu}$. В частности, вместо двух типов N[(1,3)] и III [1,3] остается только первый, а тип III реализоваться не может из-за антисимметрии тензора электромагнитного поля, и в частности равенства нулю коэффициента при λ^3 в характеристическом уравнении: получим при $I_1=I_2=0$: $\lambda^4=0$, т. е. все четыре корня совпадают. Аналогичная ситуация наблюдается и для некоторых других типов электромагнитного поля, ожидаемых формально.

* Мы записываем здесь только половину характеристики, опуская комплексно-сопряженную часть.

Автор выражает искреннюю благодарность научному руководителю, докт. физ.-мат. наук Ю. С. Владимирову за постановку задачи, обсуждение результатов и постоянное внимание к работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Петров А. З. Новые методы в общей теории относительности. М., 1966, с. 101—133. [2] Захаров В. Д. Гравитационные волны в теории тяготения Эйнштейна. М., 1972, 199 с. [3] Фролов В. П. Метод Ньюмана—Пенроуза в ОТО. — Препринт ФИАН, 1977, № 96. [4] Zund J. D., Brown Erza. The theory of bivectors. — Tensor, 1971, 22, N 2, p. 179—185. Debney G. G., Zund J. D. The theory of bivectors. — Tensor, 1971, 22, N 2, p. 333—339. [5] Билялов Р. Ф. Тензор кривизны пространства-времени как когредиентная функция метрического и кососимметрического тензоров. — В кн.: Гравитация и теория относительности. Казань, 1967, вып. 3, с. 148—154. [6] Penrose R. A spinor approach to general relativity. — Ann. Phys. (USA), 1960, 10, N 2, p. 171—201.

Поступила в редакцию
01.09.80

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981, т. 22, № 2

УДК 548.735

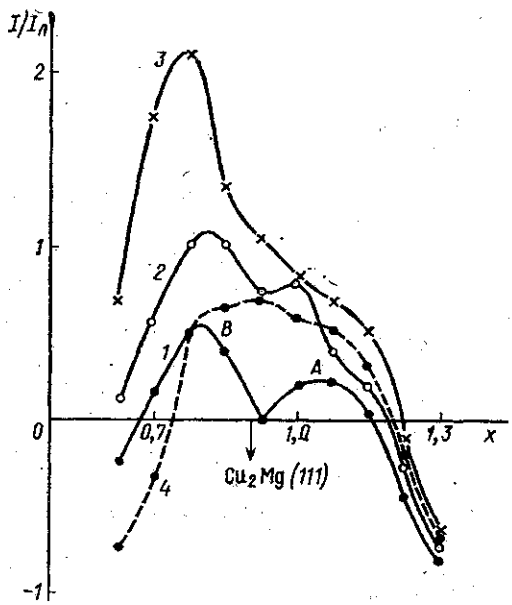
О КИНЕТИКЕ РАСПАДА СПЛАВА Cu—5,5 АТ. % Mg ПРИ ЕСТЕСТВЕННОМ СТАРЕНИИ (по диффузному рассеянию рентгеновских лучей от поликристаллов)

Я. И. Граевская, А. П. Звягина, В. И. Иверонова

(кафедра общей физики для физического факультета)

В работе [1] сообщалось, что процесс распада твердого раствора удается наблюдать, анализируя картину диффузного рассеяния рентгеновских лучей от поликристаллов. В частности, при изучении в [1] сплава Cu—4,5 ат. % Mg, закаленного с температуры 600° С и длительное время выдержанного при комнатной температуре, было обнаружено появление диффузного максимума вблизи угла, соответствующего первой линии (111) фазы Лавеса Cu_2Mg [2, 3]. Это свидетельствовало о наличии в сплаве зародышей фазы Cu_2Mg, выпадающих при температурах (<500° С), соответствующих пределу растворимости Mg в Cu меньше 4,5 ат.%.

Для изучения начальных стадий естественного старения была проведена новая серия опытов со сплавом близкого со-



Кривые интенсивности диффузного рассеяния сплава Cu—5,5 ат. % Mg; кривая *1* снята на второй день после отжига, *2* — через 3, *3* — через 6, *4* — через 20 дней; $x=2a\sin\vartheta/\lambda$, a — параметр решетки матрицы, I/I_Λ — интенсивность диффузного рассеяния, отнесенная к лауэвскому фону