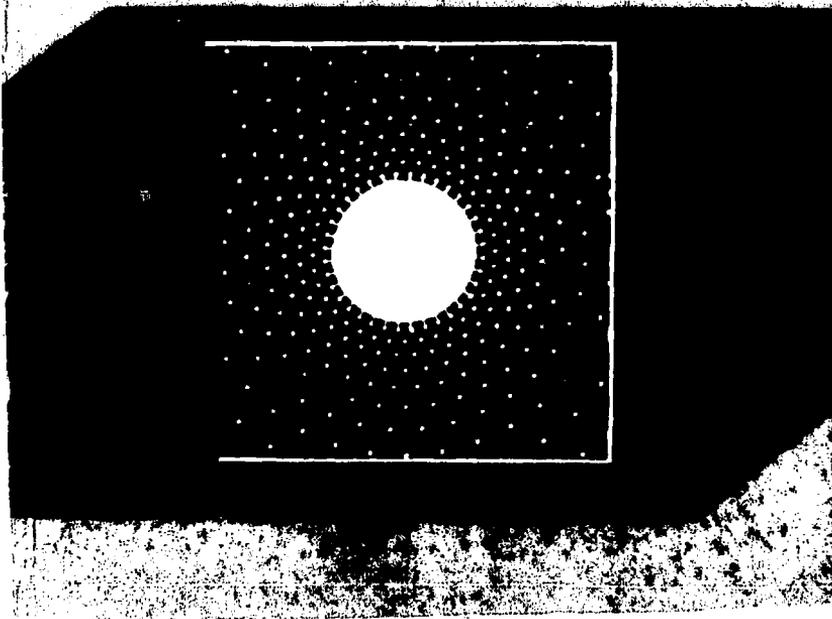


ИД 009345 - ИД 009354

ПРОБЛЕМЫ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

ИКИС-Ю-206

30



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ СССР
ПО НАРОДНОМУ ОБРАЗОВАНИЮ
ХАРЬКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
И ОРДЕНА ДРУЖБЫ НАРОДОВ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ им. А. М. ГОРЬКОГО

ПРОБЛЕМЫ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Республиканский
межведомственный
научно-технический
сборник

Основан в 1974 г.

ВЫПУСК 30

inis - 50 - - 206

Харьков
Издательство при Харьковском
государственном университете
издательского объединения
«Выща школа»
1988

В сборнике представлены оригинальные теоретические и экспериментальные работы по ядерной физике, астрофизике, физике космических лучей и элементарных частиц, а также по релятивистской и статистической физике.

Нормативные материалы приведены по состоянию на 1 января 1988 г.

Для специалистов, работающих в области ядерной физики, физики высоких энергий и в смежных областях.

Редакционная коллегия: *Н. И. Залюбовский* (отв. ред.), *В. М. Пыж* (зам. отв. ред.), *О. М. Гетманец* (отв. секр.), *Н. Г. Афанасьев*, *Д. В. Волков*, *Е. В. Инонин*, *В. Г. Кириллов-Хрюмов*, *С. В. Пелетинский*, *М. П. Рекало*, *К. Н. Степанов*, *В. И. Стрижак*

Адрес редакционной коллегии: 310059 Харьков, просп. Ленина, 20, университет, кафедра экспериментальной ядерной физики, тел. 45-76-87

Редакции литературы по естественным наукам и филологии
Зав. редакцией *Е. П. Иващенко*

Е. С. ШМАТКО, С. П. МОЛОТКО, В. М. КАРТАШЕВ,
А. В. ЛАЗАРЕВ, А. В. ДУДНИК

ИНДУКЦИОННЫЙ ЭФФЕКТ ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ

Одной из важнейших задач физики космических лучей является изучение энергетического спектра ядерных частиц первичного космического излучения в области сверхвысоких энергий ($E_0 = 10^{16} + 10^{20}$ эВ). В частности, вопрос о верхней границе энергетического спектра космических лучей, проходящих через интенсивный изотронный поток микроволнового реликтового излучения Вселенной, которая впервые была оценена в работах [1, 2] и подробно рассчитана в ряде статей, например, в [3] (где содержится довольно полная библиография), нуждается в дальнейшем экспериментальном исследовании. Изучение энергетического спектра первичных космических ядерных частиц в указанной области энергий на современном этапе развития экспериментальных методов физики космических лучей возможно только путем регистрации на земной поверхности порожденных ими широких атмосферных ливней (ШАЛ). Для этого используют дискретные системы детекторов заряженных частиц (электронных и мюонов), расположенные на большой площади (до 40 км²). Флуктуации плотности числа частиц в дискретных пунктах регистрации и ограниченное количество детекторов создают значительные ошибки в определении полного числа заряженных частиц ШАЛ, пропорционального его полной энергии. Быстро убывающая плотность заряженных частиц по мере удаления от оси ШАЛ ограничивает эффективную площадь регистрации последних, что, в свою очередь, лимитирует скорость набора информации и не позволяет иметь достаточную статистику событий как раз в области сверхвысоких энергий ввиду степенного характера первичного энергетического спектра космических ядерных частиц ($I(\geq E_0) \sim E_0^{-\gamma}$, где $\gamma \sim 2$) и чрезвычайно низкой их абсолютной интенсивности. Мировая статистика ШАЛ с энергией $E_0 \geq 3 \cdot 10^{17}$ эВ невелика, а энергетические спектры первичного космического излучения, полученные на различных экспериментальных установках, плохо согласуются между собой [4]. Поиск альтернативных методов регистрации ШАЛ пока не дал положительного результата. Регистрация ШАЛ по черенковскому свечению ночного неба или по когерентному радионизлучению, возникающих при его прохождении в атмосфере служит вспомогательным методом, дополняющим традиционные способы детектирования. Исключением является экспериментальная установка под названием «мушиный глаз» (США), регистрирующая ШАЛ по его черенковскому оптиче-

скому излучению и по вызываемой им сцинтилляции атмосферного азота [5], но трудности подобного детектирования очевидны.

Существует еще одна альтернативная возможность детектирования ШАЛ [6], связанная с предположительным наличием в нем отрицательного избыточного заряда [7]. Она обусловлена тем, что движущийся электронный избыток ШАЛ создает релятивистски сплюснутое в продольном направлении индукционное магнитное поле, которое своим быстро изменяющимся магнитным потоком через поверхность некоторой приемной магнитной антенны порождает в ней электродвижущую силу индукции Фарадея. Далее следуют расчет и конкретные рекомендации к регистрации индукционного эффекта ШАЛ.

Рассмотрим бесконечно тонкий вертикальный ШАЛ, поперечное распределение плотности частиц которого на уровне моря описывается упрощенной аппроксимационной формулой [8]:

$$\rho(r) = 2 \cdot 10^{-3} r^{-1} \exp(-r/60) N, \text{ м}^{-2}; \quad N = \int_0^{\infty} \rho(r) r dr, \quad (1)$$

где $\rho(r)$ — плотность заряженных частиц ливня на расстоянии r от его оси; N — полное число заряженных частиц ШАЛ. Дифференциальный энергетический спектр заряженных частиц ШАЛ для области его максимума развития запишем в виде, принятом ранее [9]:

$$F(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{2,3}{\varepsilon_{кр}} \left(1 + \frac{2,3}{\varepsilon_{кр}} \varepsilon \right)^{-2} d\varepsilon; \quad \int_0^{\infty} F(\varepsilon) d\varepsilon = 1, \quad (2)$$

где ε — кинетическая энергия электронов, МэВ; $\varepsilon_{кр} = 81$ МэВ — критическая кинетическая энергия для электронов в воздухе. Электронный избыток ШАЛ [7], детально рассчитанный [10] с учетом ионизационных потерь, можно аппроксимировать простой приближенной формулой $v\varepsilon = (12 + \varepsilon/5)^{-1}$ (3), в которой v выражается в МэВ. Формула (3) дает долю избыточных электронов в полном числе электронов и позитронов ШАЛ в зависимости от энергии. Вероятно, дифференциальная по радиальному расстоянию от оси ШАЛ доля избыточных электронов относительно нарастает к периферии ливня вследствие уменьшения средней энергии заряженных частиц. По этой же причине электронный избыток должен нарастать по мере «старения» ливня. Но в данном расчете детали такого масштаба не учитываются, а радиальное распределение электронного избытка считается совпадающим с радиальным распределением частиц ШАЛ.

Равномерно и прямолинейно движущийся со скоростью v электрон, находящийся в ливневом сгустке на расстоянии r от оси ШАЛ, в точке наблюдения на расстоянии R и под углом γ

к направлению движения, создает электрическое поле и нормальное к нему и к траектории частицы магнитное поле, равное [11]:

$$H = \frac{ev \left[1 - \left(\frac{v}{c} \right)^2 \right] \sin \gamma}{cL^2 \left[1 - \left(\frac{v}{c} \right)^2 \sin^2 \gamma \right]^{3/2}} \quad (4)$$

Здесь e и v — заряд и скорость электрона, соответственно, причем,

$$v = c \left[1 - \left(1 + \frac{\hbar}{mc^2} \right)^{-2} \right]^{1/2}$$

Расстояние L от ливневого электрона до точки наблюдения и $\sin \gamma$ вычисляются геометрически из соответствующих треугольников, которые легко представить, не прибегая к рисунку:

$$L = [R^2 + r^2 - 2rR \cos \varphi_r + (vt)^2]^{1/2}; \quad \sin \gamma = \left[1 - \left(\frac{vt}{L} \right)^2 \right]^{1/2},$$

где t , R , φ_r — время движения ливневой частицы, расстояние от оси ливня до точки наблюдения, азимутальный угол вектора \vec{r} соответственно. Для проектирования магнитного поля ливневого электрона на направление, перпендикулярное оси ливня и радиус-вектору \vec{R} точки наблюдения, необходимо ввести проектирующий косинус

$$\cos \alpha = \frac{R - r \cos \varphi_r}{L} \quad (5)$$

Результирующий эффект в точке наблюдения можно получить, произведя спектральное разложение магнитного поля отдельного движущегося ливневого электрона, а затем суперпозицию этих отдельных полей с учетом соответствующих запаздываний по времени для всего ливневого сгустка в целом. Если считать, что время до момента пересечения бесконечно тонким вертикальным ливнем плоскости наблюдения (в которой лежит вектор \vec{R}) отрицательно, то относительное время запаздывания полей отдельных электронов

$$\Delta \tau = \frac{L - R'}{c} \quad (6)$$

где

$$R' = (R^2 + r^2 - 2rR \cos \varphi_r)^{1/2}$$

зависит как от их местоположения в ливневом сгустке, так и от их скорости. Так как запаздывание измеряется относительно

момента времени $t=0$, когда ливневый ступок пересекает плоскость наблюдения, то в верхнем полупространстве преимущественно наблюдается опережение ($\Delta t < 0$), а в нижнем полупространстве — отставание ($\Delta t > 0$) суммируемых полей. Плоскость наблюдения не отождествляется с земной поверхностью, в противном случае, задача становится более сложной, так как ливень довольно быстро поглотится веществом земной коры, что скажется на форме и скорости изменения суммарного индукционного магнитного поля. На оси ливня результирующее магнитное поле равно нулю ввиду полной симметрии ливневого ступка. По этой же причине в случае интегрирования по азимутальному углу φ , удобно выбрать пределы, равными 0 и π , а полученный результат удвоить.

Окончательный результат представляется в виде

$$B(\omega, R) = \frac{2 \cdot 10^{-4} \mu}{N \sqrt{2\pi}} \int_0^{\infty} dt \int_0^{\infty} dz \int_0^{\infty} r dr \int_0^{\pi} \rho(r) F(\varepsilon) \nu(\varepsilon) H(t, R) \times \\ \times \cos \alpha \exp \left[i \omega \left(t + \frac{L - R'}{c} \right) \right] d\varphi_r, \quad (7)$$

где $B(\omega, R)$ — удельная магнитная индукция ШАЛ (в пересчете на одну заряженную частицу), измеряемая в единицах Т·Гц⁻¹, если величина H в формуле (4) выражена в единицах системы СГСМ; μ — относительная магнитная проницаемость среды (воздуха). Формулу (7) можно несколько упростить, если обратить внимание на то, что произведение $H(t, R) \cos \alpha$ является четной функцией по переменной t . Тогда можно перейти к косинус-преобразованию Фурье

$$B(\omega, R) = \frac{2 \cdot 10^{-4} \mu}{N \sqrt{2\pi}} \int_0^{\infty} dt \int_0^{\infty} dz \int_0^{\infty} r dr \int_0^{\pi} \rho(r) F(\varepsilon) \nu(\varepsilon) H(t, R) \cos \alpha \times \\ \times \cos \left[\omega \left(t + \frac{L - R'}{c} \right) \right] d\varphi_r. \quad (8)$$

Вычисление 4-кратного определенного интеграла (8) удобно выполнить по методу Монте-Карло [12], в котором многократное интегрирование заменяется подсчетом математического ожидания некоторой одномерной случайной величины. Подробности этих расчетов мы опускаем.

На рис. 1 показано семейство радиальных распределений удельной магнитной индукции ШАЛ на различных частотах, в которых круговая частота ω заменена на линейную ($\omega = 2\pi f$). Максимум пространственного распределения поля магнитной индукции наблюдается на расстояниях $R = 10 \div 20$ м от оси ШАЛ. На меньших расстояниях поле быстро убывает. Замет-

но некоторое уположение распределений внутри круга, радиусом не более 100 м. На расстояниях, превышающих 100 м, распределения хотя и укрупняются, но остаются достаточно полными, особенно на низких частотах. Вся совокупность особенностей пространственных распределений магнитной индукции

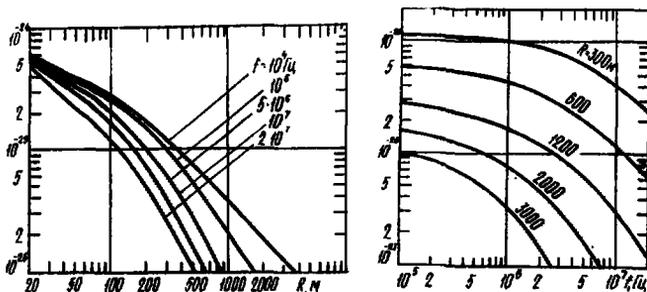


Рис. 1. Пространственное распределение магнитной индукции на различных частотах, рассчитанное на одну заряженную частьцу ШАЛ

Рис. 2. Спектральное распределение магнитной индукции на различных расстояниях, рассчитанное на одну заряженную частьцу ШАЛ

электронного избытка ШАЛ на различных частотах свидетельствует о том, что подавляющий вклад в их формирование вносят электроны, сосредоточенные в стволе ливня в круге радиусом до 20 м. Благодаря этому суперпозиция полей отдельных электронов идет с малой разностью фаз, что обеспечивает широкое пространственное распределение суммарного поля. С другой стороны, электронный избыток в стволе ливня может оказаться меньше аппроксимируемого формулой (3), и тогда расчет дает более оптимистические результаты, чем покажут будущие эксперименты. Анализируя спектральное распределение удельной магнитной индукции на различных расстояниях от его оси (рис. 2), обращаем внимание на значительную ширину оси на малых расстояниях от оси и на постепенное сужение по мере удаления от оси ШАЛ. Такое поведение спектрального распределения естественно, так как определяется исключительно геометрическими соотношениями: чем дальше точка наблюдения от оси ШАЛ, тем меньше скорость изменения в ней суммарного поля магнитной индукции ливневого сгустка и тем уже его соответствующее спектральное разложение.

Приведенные на рис. 1, 2 результаты расчетов еще не определяют полностью условий экспериментального детектирования ШАЛ по его индукционному эффекту. Необходимо предположение о методе регистрации индукционного магнитного поля. Индукционным датчиком переменного магнитного поля является проводящее кольцо (рамка), расположенное своей плос-

костью нормально к направлению магнитной индукции. Будем считать такой индукционный датчик идеальным, т. е. бесконечно проводящим и не образующим паразитного резонансного контура, составленного из паразитных индуктивности и емкости, не задумываясь пока над тем, каким образом это можно сделать экспериментально. Индуцируемое удельное напряжение (э. д. с.) на клеммах такого идеального датчика будет функцией частоты, В/м²:

$$u(f, R) df = 4\pi^2 f B(f, R) df. \quad (9)$$

О спектральном распределении э. д. с. на клеммах идеального индукционного датчика, площадь которого равна 1 м², в пересчете на одну заряженную частицу ШАЛ на различных расстояниях от его оси можно судить по рис. 3. Характерно, что спектральные функции напряжения на клеммах идеального индукционного датчика имеют максимумы, сдвигающиеся в область

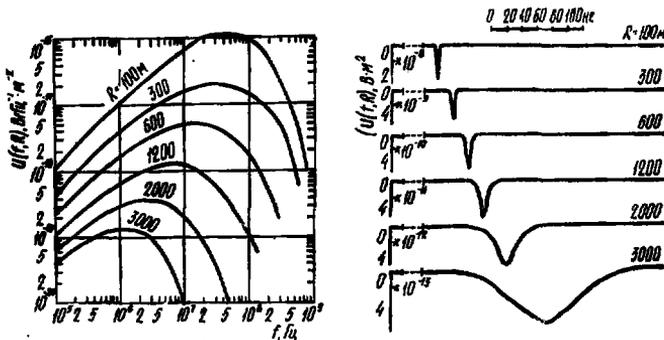


Рис. 3. Спектральное распределение э. д. с. индукции на клеммах идеальной сверхширокополосной рамки с площадью 1 м², рассчитанное на одну заряженную частицу ШАЛ, на различных расстояниях от оси ливневого сгустка частиц

Рис. 4. Эпюры импульсов напряжений на клеммах идеальной сверхширокополосной рамки с площадью 1 м², рассчитанных на одну заряженную частицу ШАЛ, на различных расстояниях от оси ливневого сгустка частиц

низких частот по мере увеличения расстояния от оси ШАЛ до точки наблюдения. Если ограничиваться только низкочастотной областью, то зависимость э. д. с. датчика от расстояния его до оси ливня является достаточно медленно убывающей функцией. На высоких частотах эта зависимость гораздо более сильная, и динамический диапазон э. д. с. превышает 4 порядка. В эксперименте это обстоятельство необходимо учитывать.

Предполагая по-прежнему, что индукционные датчики идеальны и, следовательно, сверхширокополосны, легко получить

при помощи косинус-преобразования Фурье форму импульсов на их клеммах [13]:

$$U(t, R) = \int_0^{\infty} u(f, R) \cos \{2\pi f (t \pm R/c)\} df. \quad (10)$$

Полярность импульса $U(t, R)$ определяет знак избыточного заряда, который в предыдущих выражениях не учитывался, так как речь шла только об индукционном поле и э. д. с. Запаздывание сигналов линейно связано с расстоянием точки наблюдения от оси ШАЛ: $t_0 = R/c$. На рис. 4 показаны эпюры напряжений на клеммах идеальных сверхширокополосных индукционных датчиков с площадью 1 м^2 , рассчитанные на одну заряженную частицу ливня по формуле (10). Запаздывание $t_0 = R/c$ меняется от 0,333 мкс для $R = 100 \text{ м}$ до 10 мкс для $R = 3000 \text{ м}$. Длительность индукционного импульса при увеличении расстояния уширяется вследствие обеднения его спектра высокими частотами. Предположение об отсутствии толщины у ливневого сгустка несколько искажает реальную картину на относительно малых расстояниях от оси ШАЛ, делая индукционные импульсы в расчете более короткими. Поскольку вблизи оси толщина ливня невелика, то и ошибка в определении формы индукционного импульса не столь значительна. К тому же учесть реальное распределение по толщине ливневого сгустка на малых расстояниях от оси ШАЛ в численном расчете не представляет труда. Но эти уточнения авторы оставляют на будущее для сравнения с данными экспериментов, если таковые будут проведены.

Экспериментальные устройства для регистрации и наблюдения индукционного эффекта ШАЛ достаточно просты. Индукционным датчиком должна служить петля (рамка), экранированная от влияния на нее электрических помех. Наиболее удобно использовать для изготовления петли (рамки или соленоида) высокочастотный коаксиальный кабель с разрезанным внешним проводником так, чтобы индукционный ток возникал только во внутреннем проводнике. Наружный проводник кабеля при этом служит электрическим экраном. Один конец внутреннего, а также начало и конец внешнего проводников коаксиального кабеля удобно заземлить. Петлю, образованную внутренним проводником, следует нагрузить на низкоомное активное сопротивление, сигнал к усилителю можно передавать по коаксиальному кабелю. Резонансная частота петли

$$f_{\text{рез}} = \frac{1}{2\pi l r C}, \quad (11)$$

где l , r , C — соответственно длина, волновое сопротивление и погонная емкость коаксиального кабеля, может варьироваться подбором ее длины. В свою очередь, длина кабеля определяет и площадь индукционной магнитной антенны. Шунтирование

если низкоомным активным сопротивлением понижает ее чувствительность и расширяет полосу пропускания. Требования к усилению следует выбирать на основании графиков, изображенных на рис. 3. Для обнаружения индукционного эффекта целесообразно использовать аперриодический усилитель с полосой пропускания, простирающейся от $f_{\text{min}} \sim 0,5$ МГц до $f_{\text{max}} \sim 300$ МГц.

Пары (или тройки) индукционных датчиков, предназначенные для изучения ШАЛ, в каждой точке наблюдения следует располагать во взаимно-перпендикулярных плоскостях, что обеспечивает локацию оси ШАЛ, так как их чувствительность пропорциональна косинусу угла между соответствующей плоскостью и направлением нормали к оси ливня. Момент срабатывания данного индукционного датчика пропорционален расстоянию его от оси ШАЛ. Если момент прихода ливня на плоскость наблюдения известен, то по запаздыванию в срабатываниях достаточного числа индукционных датчиков легко найти положение его оси в плоскости ливневого сгустка и в пространстве. Естественно, что для такого нахождения можно и нужно привлекать данные об амплитуде индукционных импульсов, по которым определяется район прохождения оси ШАЛ через плоскость наблюдения. Таким образом индукционный эффект позволяет получить всю необходимую информацию о ШАЛ, включая данные об энергии. Детализация метода определения зенитного и азимутального углов ШАЛ, а также следа его оси на плоскости наблюдения и полного числа его заряженных частиц не входит в задачу данной статьи, поэтому предшествующие утверждения не доказываются математически. Важно то, что существует принципиальная возможность детектирования мощных ШАЛ на расстояниях в несколько километров от их оси, которая может составить конкуренцию методам, ставших традиционными.

В том случае, когда регистрирующая апертура достаточно плотно заполнена индукционными детекторами, можно получать индукционную дискретную радиоголограмму ШАЛ, подобно предложенной в работе [14]. Опорный сигнал не требуется, как, впрочем, и для реализации радиоголограммы с помощью когерентного радионизлучения ШАЛ [14], но необходимо общее для всех индукционных голографических детекторов начало отсчета времени. Фиксируя дискретные моменты времени, можно построить распределение индукционного магнитного поля и восстановить пространственное распределение источников, породивших его на разных стадиях движения ШАЛ вблизи плоскости наблюдения. Информативность индукционной голографии не будет велика, так как сигналы в точки наблюдения приходят не со всего высотного хода ШАЛ, как в случае радиоголографии методом когерентного радионизлучения, а из относительно небольшого участка траектории ливня вблизи экспериментальной установки. Тем не менее, отдельные особенности ШАЛ,

также как отклонение ствола ливня от его центра, многоствольность ливня или значительное отклонение возраста ливня от среднего, могли бы стать предметом изучения.

Список литературы: 1. *Зацепин Г. Т., Кузьмин В. А.* О верхней границе спектра космических лучей//Журн. эксперим. теорет. физики. 1966. 4. С. 114—116. 2. *Greisen K.* End to the cosmic ray spectrum//Phys. Rev. Lett. 1966. 16. P. 748—750. 3. *Березинский В. С., Григорьев С. Н.* О «близне» в спектре космических лучей сверхвысоких энергий. М., 1987. С. 3—20. 4. *Космическое излучение предельно высоких энергий ($\geq 3 \cdot 10^{17}$ эВ) и его исследование на Якутской установке* ШАД.Н. П. Ефимов, Д. Д. Красильников, С. Н. Никольский и др.//Пробл. физики косм. лучей. М., 1987. С. 186—199. 5. *Evidence for a high-energy cosmic ray spectrum cut-off*/R. M. Baltrusaitis, R. Cady, G. I. Cassiday et al//Phys. Rev. Lett. 1985. 54. P. 1875—1877. 6. *Шатко Е. С.* Спектральное распределение радиоизлучения широких атмосферных ливней: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М., 1978. 121 с. Машинопись. 7. *Аскерьян Г. А.* Избыточный отрицательный заряд электрошо-фотонного ливня и когерентное радиоизлучение от него//Журн. эксперим. теорет. физики. 1961. 41. С. 616—618. 8. *Первичное космическое излучение сверхвысокой энергии и широкие атмосферные ливни*/Г. Б. Христиансен, А. Т. Абросимов, В. Б. Атрашкевич и др.//Изв. АН СССР. Сер. Физика. 1966. 30. С. 1690—1707. 9. *Зацепин В. Н., Чудиков А. Е.* Пространственное распространение интенсивности черенковского света от широких атмосферных ливней//Журн. эксперим. теорет. физики. 1962. 42. С. 1622—1628. 10. *Guzavin V. V., Isachenko I. P., Levitin A. E.* On the electron excess in electromagnetic cascade showers//Canad. J. Phys. 1968. 46. P. 209—211. 11. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теория поля. М., 1967. 504 с. 12. *Соболь Н. М.* Метод Монте-Карло. М., 1985. 78 с. 13. *Александров В. Г.* Расчет формы сигналов. Л., 1968. 296 с. 14. *Радиологоскопия широких атмосферных ливней*/В. Д. Волоник, И. И. Залобовский, Г. С. Сафронов, Е. С. Шатко//Изв. АН СССР. Сер. Физика. 1985. 49. № 7. С. 1365—1368.

Поступила в редакцию 15.06.87

SUMMARY

The characteristics of electron abundance induction effect of extensive air showers have been calculated. Space and spectral distribution of magnetic shower induction obtained here gave the basis for calculation the values of induction voltage pulses at the terminals of ideal variable reluctance pickup. The obtained results confirmed the possibility of detection the effect mentioned above. Besides, the parameters of detected physical values are reasonable enough to apply the induction effect for studying extensive air showers of superhigh energies. There is a description of the applied experimental methods, suitable for efficient detection of the effect.

УДК 539.12

В. А. РОМАНОВ, С. В. ТРУБНИКОВ

ЗАРЯДОВЫЕ РАДИУСЫ АДРОНОВ В КВАРКОВЫХ МОДЕЛЯХ

1. Постановка задачи. Одним из важнейших свойств семейства адронов является нетривиальное пространственное распределение электрического заряда. Такое распределение имеет место также и в том случае, когда полный заряд адрона равен

нулю. Эти факты свидетельствуют о сложной внутренней структуре сильно взаимодействующих частиц. Характеристикой распределения заряда служит среднеквадратичный зарядовый радиус адрона $\langle r^2 \rangle_A$. Благодаря развитию квантовой хромодинамики (КХД) и различных вариантов кварковых моделей (модель составляющих кварков (МСК) и модель киральных мешков (МКМ)), исследование распределения электрического заряда и других статических характеристик адронов может быть проведено достаточно надежно (см., например, [1]). При этом мы полностью отвлекаемся от обсуждения вопросов экспериментальной измеримости различных $\langle r^2 \rangle_A$, что в ряде случаев представляет собой отдельную трудоемкую экспериментальную проблему.

В ряде работ [2—8] на основе кварковых представлений вычисляются величины $\langle r^2 \rangle_A$: определяются среднеквадратичные радиусы нуклонов, вычислены $\langle r^2 \rangle_A$ октет барионы [2, 4, 7], используется релятивизированная МСК, параметры которой рассчитываются из условия минимума энергии системы кварк-антикварк [2]. В работе [4] развивается нерелятивистская МСК с использованием потенциала межкваркового взаимодействия специфического вида. В [7] величины $\langle r^2 \rangle_A$ вычислены методом КХД на решетке (впрочем без учета спин-спинового взаимодействия между кварками). Однако, несмотря на близость результатов [2—7] между собой проблема вычисления $\langle r^2 \rangle_A$ еще далека от своего окончательного решения. Действительно, работы [2, 4, 7] воспроизводят экспериментальный зарядовый радиус протона менее чем в 30 %-й точностью, а для $\langle r^2 \rangle_n$ только в [4] получено значение $\langle r^2 \rangle_n = -0,025 \text{ фм}^2$ (в [2, 7] $\langle r^2 \rangle_n = 0$), что в пять раз меньше по абсолютной величине экспериментального значения $\langle r^2 \rangle_n^{exp} = -0,112 \pm \pm 0,003 \text{ фм}^2$.

Анализ результатов [2—8] позволяет заключить, что экспериментальные величины $\langle r^2 \rangle_A$ таких адронов, как p , n , π^\pm , K^\pm , K^0 , \bar{K}^0 , отклоняются от предсказаний МСК и МКМ. Наличие подобных отклонений теории от эксперимента отмечают и для других статических характеристик: магнитных моментов, констант распадов и т. д. [1] (см. также [9]).

Можно предположить, что эти отклонения объясняются наличием двух причин: цветным взаимодействием между кварками; вкладом внешнего мезонного поля.

В работе [5] разработан метод вычисления зарядового радиуса нейтрона с учетом цветного взаимодействия между кварками в первом порядке по константе взаимодействия α_s . И, хотя полученный здесь результат для МКМ меньше по абсолютной величине экспериментального значения (это связано, очевидно, с существенной ролью неучтенной примеси состояния $|\pi^- p\rangle$), предложенный метод [5] позволяет в принципе решить вопрос о вычислении различных $\langle r^2 \rangle_A$ с учетом цветного взаимодействия между кварками в МСК и в МКМ. Ниже мы, следуя [5],

вычислим среднеквадратичные зарядовые радиусы адронов в первом порядке по α_c . Подобная работа в полном объеме ранее в литературе не проводилась.

2. **Изложение метода.** Предложена регулярная процедура вычисления КХД-поправок к зарядовым радиусам адронов без предварительного вычисления соответствующей поправки к волновой функции мультикварковой системы Ψ . Приведем здесь структуру этой процедуры.

По определению зарядовый радиус мультикварковой системы

$$\langle r^2 \rangle_A = \langle \Psi | \sum_i e_i r_i^2 | \Psi \rangle, \quad (1)$$

где e_i, r_i — соответственно заряды и координаты кварков. Введем вспомогательный потенциал

$$V = \beta \sum_i e_i r_i^2, \quad (2)$$

где β — малый параметр. Изменение энергии кварковой системы в первом порядке теории возмущений по параметру β дается стандартной формулой

$$\Delta W = \langle \Psi | V | \Psi \rangle. \quad (3)$$

Если под величиной $W(\alpha_c, \beta)$ понимать полную энергию системы, то равенство

$$\langle r^2 \rangle_A = \frac{dW}{d\beta} \Big|_{\beta=0} \quad (4)$$

будет точным в любом порядке по α_c . После разложения W в ряд

$$W = W_1 + \alpha_c W_2 + \beta W_3 + \alpha_c \beta W_4 + \dots \quad (5)$$

в нулевом порядке по α_c имеем $\langle r^2 \rangle_A^{(0)} = W_3$ (6), и в первом порядке по α_c $\langle \delta r^2 \rangle_A^{(1)} = \alpha_c W_4$ (7).

В первом приближении по α_c искомый квадрат зарядового радиуса будет суммой (6), (7):

$$\langle r^2 \rangle_A = \langle r^2 \rangle_A^{(0)} + \langle \delta r^2 \rangle_A^{(1)}. \quad (8)$$

В разложении (5) перекрестный член ($\sim \alpha_c \beta$) вычисляется следующим образом: на первом шаге рассчитывается поправка первого порядка по β к волновой функции Ψ , на втором шаге определяется сдвиг энергии системы при наложении спин-спинового (цветного) взаимодействия с использованием Ψ из предыдущего шага.

3.1. **МСК (барионы).** Определим, следуя [5], зарядовые радиусы октета барионов в МСК. Гамильтониан трех кварков с массами μ, μ, μ' имеет вид

$$H = \frac{p_1^2}{2\mu} + \frac{p_2^2}{2\mu} + \frac{p_3^2}{2\mu} + \frac{1}{2} \sum_{i < j} (x_i - x_j)^2, \quad (9)$$

где p_1, p_2, p_3 — импульсы кварков, а величина γ характеризует интенсивность взаимодействия между кварками. Переходя к координатам Якоби,

$$\rho = \frac{x_1 - x_2}{\sqrt{2}}; \quad \lambda = \frac{2x_3 - x_1 - x_2}{\sqrt{6}}; \quad (10)$$

$$R = ((x_1 + x_2)\mu + x_3\mu') / (2\mu + \mu'),$$

имеем

$$H = \frac{P_R^2}{2m_R} + \frac{P_\rho^2}{2m_\rho} + \frac{P_\lambda^2}{2m_\lambda} + \frac{1}{2} m_\rho \omega_\rho^2 \rho^2 + \frac{1}{2} m_\lambda \omega_\lambda^2 \lambda^2, \quad (11)$$

где P_R — импульс всей системы, $P_\rho^2 = -d^2/d\rho^2$, $P_\lambda^2 = -d^2/d\lambda^2$. Массы и частоты равны

$$m_R = 2\mu + \mu', \quad m_\rho = \mu, \quad m_\lambda = 3\mu\mu' / (2\mu + \mu'); \quad (12)$$

$$\omega_\rho^2 = 3\gamma/\mu, \quad \omega_\lambda^2 = \gamma(2\mu + \mu')/\mu\mu'.$$

С помощью волновой функции основного состояния

$$\Psi = \left(\frac{m_\rho \omega_\rho}{\pi} \right)^{3/4} \left(\frac{m_\lambda \omega_\lambda}{\pi} \right)^{3/4} \exp \left\{ -\frac{m_\rho \omega_\rho}{2} \rho^2 - \frac{m_\lambda \omega_\lambda}{2} \lambda^2 \right\} \quad (13)$$

вычисляется зарядовый радиус бариона в нулевом порядке по α_s :

$$\langle r^2 \rangle_B^{(0)} = \langle \Psi | \sum_i e_i (x_i - R)^2 | \Psi \rangle = \frac{3}{2} r_p^2 \left[\frac{1}{2} (e + e') + \right. \\ \left. + \left[\frac{3}{2} (e + e') \left(\frac{\mu'}{2\mu + \mu'} \right)^2 + 6e'' \left(\frac{\mu}{2\mu + \mu'} \right)^2 \right] \frac{(2\mu + \mu')^{1/2}}{\sqrt{3\mu'}} \right], \quad (14)$$

где e, e', e'' — заряды кварков μ, μ и μ' соответственно, а r_p^2 — зарядовый радиус протона, по которому подгоняется постоянная γ .

Спин-спиновое взаимодействие представим в виде потенциала Ферми — Брейта

$$\dot{U}_{FB} = \sum_{i < j} A_{ij} (\sigma_i \sigma_j) \delta(x_i - x_j), \quad (15)$$

где A_{ij} — константа, которую можно зафиксировать по расщеплению масс основного и возбужденного состояний бариона с различными спиновыми конфигурациями кварков (например, пары p и Δ (1232), Σ^0 и Σ^0_1 (1385) и т. д.); σ_i — вектор спина i -го кварка.

КХД-поправка к зарядовому радиусу барионов теперь имеет вид

$$\langle \delta r^2 \rangle_N = \sum_{i < j} A_{ij}(\tau_i \tau_j) \frac{d}{d\tau} \langle \delta(x_i - x_j) \rangle. \quad (16)$$

Окончательные выражения $\langle \delta r^2 \rangle_N$ для различных групп барионов следующие:

$$\begin{aligned} \langle \delta r^2 \rangle_N &= \frac{m_\Delta - m_p}{6} \{D_1 - 4CD_2\}; \\ \langle \delta r^2 \rangle_\Sigma &= \frac{m_\Lambda - m_p}{6} D_1 - \frac{m_{\Sigma^0} - m_{\Sigma^+}}{6} 4D_2; \\ \langle \delta r^2 \rangle_\Sigma &= \frac{m_{\Sigma^0} - m_{\Sigma^+}}{6} C^{-1}D_1 - \frac{m_\Delta - m_p}{6} 4CD_2; \\ \langle \delta r^2 \rangle_\Xi &= \frac{m_{\Xi^0} - m_{\Xi^+}}{6} \{C^{-1}D_1 - 4D_2\}, \end{aligned} \quad (17)$$

где

$$\begin{aligned} D_1 &= \frac{3}{4} \mu r_p^2 (e + e'); \\ D_2 &= \frac{3}{2} \mu r_p^4 \left[\delta\omega_\tau + \sqrt{\frac{3\mu'}{2\mu + \mu'}} \delta\omega_\lambda - \right. \\ &\quad \left. - 3 \frac{\delta\omega_\rho + \frac{\mu'}{2\mu + \mu'} \delta\omega_\lambda}{3 + \sqrt{\frac{3\mu'}{2\mu + \mu'}}} \right]; \\ C &= \left(\frac{4}{1 + 3 \sqrt{\frac{2\mu + \mu'}{3\mu'}}} \right)^{3/2}; \\ \delta\omega_\rho &= \frac{1}{2} (e + e'); \end{aligned} \quad (18)$$

$$\delta\omega_\lambda = \sqrt{\frac{2\mu + \mu'}{3\mu'}} \left(\frac{3}{2} (e + e') \left(\frac{\mu'}{2\mu + \mu'} \right)^2 + 6e'' \left(\frac{\mu'}{2\mu + \mu'} \right)^2 \right).$$

(Вычислению зарядового радиуса Λ -гиперона посвящена работа [9]). В первом порядке по α_s квадрат зарядового радиуса

барииона дается формулой (8) с использованием выражений (14) и (18).

3.2. МСК (мезоны). Вычисления для системы кварк-антикварк производятся аналогично. Приведем здесь лишь окончательные формулы

$$\langle r^2 \rangle_M^{(0)} = 4r_{\pi^+}^2 \left[e \left(\frac{\mu'}{\mu + \mu'} \right)^2 + e' \left(\frac{\mu}{\mu + \mu'} \right)^2 \right], \quad (19)$$

где $r_{\pi^+}^2$ — квадрат зарядового радиуса π^+ -мезона; и

$$\langle \delta r^2 \rangle_M = -\frac{1}{9} (m_{\rho} - m_{\pi^+}) \mu \langle r^2 \rangle_M^{(0)} r_{\pi^+}^2, \quad (20)$$

где r_{ρ} — масса ρ мезона, m_{π^+} — масса π^+ -мезона, μ — масса легкого кварка.

Результаты вычисления среднеквадратичных зарядовых радиусов различных адронов в рамках МСК представлены в табл. 1. При расчетах учитывали массы составляющих кварков $m_u = m_d = 330$ МэВ, $m_s = 550$ МэВ, обычно применяемые в МСК [1, 5]. Величины $\langle r^2 \rangle_{\rho}$ и $\langle r^2 \rangle_{\pi^+}$ использовали для фиксирования постоянной γ в (9), (12).

Таблица 1

| Адрон | $\langle r^2 \rangle_A^{(0)}$, фм ² | $\langle \delta r^2 \rangle_A$, фм ² | $\langle r^2 \rangle_A$, фм ² | $\langle r^2 \rangle_A$, [2], фм ² | $\langle r^2 \rangle_A$, [3, 4], фм ² | $\langle r^2 \rangle_A$, эксперимент, фм ² |
|-------------|--|---|--|--|---|--|
| ρ | 0,74 | 0 | 0,74 | 0,44 | 0,24 | 0,74 ± 0,02 |
| π | 0 | -0,34 | -0,34 | 0 | -0,03 | -0,116 ± 0,003 |
| λ | 0,14 | -0,17 | -0,03 | 0,04 | 0,04 | — |
| Σ^+ | 0,99 | -0,39 | 0,61 | 0,42 | 0,33 | — |
| Σ^0 | 0,14 | 0,03 | 0,18 | 0,04 | 0,06 | — |
| Σ^- | -0,71 | 0,46 | -0,26 | -0,33 | -0,22 | — |
| Σ^* | 0,35 | -0,84 | -0,49 | — | 0,09 | — |
| Ξ^- | -0,84 | 0,45 | -0,39 | -0,26 | -0,18 | — |
| Ω^- | -0,74 | 0,57 | -0,17 | -0,21 | -0,18 | — |
| π^+ | 0,44 | 0 | 0,44 | 0,24 | 0,43 | 0,44 ± 0,09 |
| π^0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | — |
| K^+ | 0,54 | -0,14 | 0,40 | 0,16 | 0,38 | 0,39 ± 0,08 |
| K^- | -0,54 | 0,14 | -0,40 | -0,16 | — | -0,28 ± 0,05 |
| K^0 | -0,15 | 0,04 | -0,11 | -0,03 | -0,08 | -0,054 ± 0,026 |
| \bar{K}^0 | 0,15 | -0,04 | 0,11 | — | — | — |

4. МКМ (адроны). В МКМ вычисления принципиально не отличаются от изложенных выше. Волновая функция Ψ является решением уравнения Дирака с точностью до первого порядка по потенциалу $V_{\pm} = \beta e r^2$, e — заряд кварка. Решение должно удовлетворять граничному условию невылётания $\hat{n} \Psi = 0$ при $r=1$ (21) (радиус мешка мы положили единичным). Тогда [5]:

$$\Psi = \frac{V}{4\pi} \left\{ \frac{\varphi}{r} \right\}, \quad (22)$$

где

$$\begin{aligned} \varphi &= R + \beta e \{ cR + aG + bU + dV \}; \\ -i\hat{n}^2 \varphi &= \frac{-1}{\omega + m} \left\{ R' + \beta e \left\{ cR' + aG' + bU' + dV' - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{s}{\omega + m} R' + \frac{1}{\omega + m} r^2 R' \right\} \right\}; \end{aligned} \quad (23)$$

$$R = \frac{\sin kr}{k}; \quad G = \frac{\cos kr}{r};$$

$$U = -\frac{1}{4k^2} r^2 R + \left(\frac{1}{3} r^2 - \frac{1}{2k^2} \right) G; \quad (24)$$

$$V = -\frac{1}{8k^2} (r^2 R + 2G).$$

Штрихи означают дифференцирование по r , k и ω — невозмущенные импульс и энергия кварка, m — его масса. Из граничного условия определяются коэффициенты

$$\begin{aligned} a &= 2\omega s - \frac{2}{\omega + m}; \quad b = -2\omega, \quad d = 4(\omega - m); \\ s &= \frac{1}{6k^2} \frac{1}{2\omega(\omega - 1) + m} + [2k^2(2\omega(\omega - 1) + 3m) + \\ &\quad + (2\omega - 3m)(4\omega + 2m - 3)]. \end{aligned} \quad (25)$$

Импульс кварка определяется из уравнения

$$m = \frac{1}{2} \left[(1 - k \operatorname{ctg} k) - \frac{k^2}{(1 - k \operatorname{ctg} k)} \right]. \quad (26)$$

С помощью волновой функции Ψ можно найти возмущенные плотности заряда и тока кварка

$$\frac{4\pi}{N^2} \rho = g_1(r) + \beta e \sum_{k=1}^6 A_k g_k(r); \quad (27)$$

$$\frac{4\pi}{N^2} j = \frac{2}{\omega + m} \left[h_1(r) + \beta e \sum_{k=1}^6 A_k h_k(r) \right] n \wedge \sigma.$$

Коэффициенты A_k и функции g_k , h_k вынесены в приложение. Введем функции

$$G_k(r) = \frac{1}{r^2} \int_0^r r'^2 g_k(r') dr'; \quad (28)$$

$$H_k(r, n) = \frac{1}{r^n} \int_0^r r'^n h_k(r') dr'.$$

Тогда

$$N^2 = 1/G_1(r=1);$$

$$c = -\frac{1}{2} N^2 \sum_{k=2}^6 A_k G_k(r=1). \quad (29)$$

КХД-поправка к зарядовому радиусу адрона записывается в виде

$$\langle \delta r^2 \rangle_A = \frac{d}{d\beta} \frac{1}{2} \sum_{i+j} \langle (E_i^a E_j^a - H_i^a H_j^a) \rangle dV, \quad (30)$$

где E — возмущенное цветное электрическое поле, H — возмущенное цветное магнитное поле, вычисляемые из (27), a — цветовой индекс. Окончательно получаем

$$\langle \delta r^2 \rangle_A = \langle \delta r_E^2 \rangle_A + \langle \delta r_M^2 \rangle_A, \quad (31)$$

где

$$\langle \delta r_E^2 \rangle_A = \alpha_c \sum_{i+j} \sum_{ab} \lambda_i^a \lambda_j^b \rho_i N^2(\omega_i) N^2(\omega_j) A_k(\omega_i) \int_0^1 r^2 G_1(r, \omega_i) \times \\ \times G_k(r, \omega_j) dr; \quad (32)$$

$$\langle \delta r_M^2 \rangle_A = -\alpha_c \sum_{i+j} \sum_{ab} \lambda_i^a \lambda_j^b \rho_i (\sigma_i \cdot \sigma_j) \frac{2N^2(\omega_i) 2N^2(\omega_j)}{\omega_i + m_i \omega_j + m_j} \frac{1}{9} A_k(\omega_i) \times \\ \times \left[2 \int_0^1 \{H_1(r, 3, \omega_j) - H_1(r, 0, \omega_j)\} r^3 h_k(r, \omega_i) dr + \right. \\ \left. + H_1(1, 3, \omega_j) H_k(1, 3, \omega_i) + 2H_1(1, 0, \omega_j) H_k(1, 3, \omega_i) \right] \quad (33)$$

где λ_i^a — матрицы Гелл—Манна. Интегрирование в (32) и (33) проводится численно. В процессе расчетов использовалось значение $\alpha_c = 0,6$ (общепринятое для радиуса мешка 1 фм [5]). Результаты вычислений представлены в табл. 2. Массы токовых кварков взяты из [1] ($m_u = 5,50$ МэВ, $m_d = 9,0$ МэВ, $m_s = 182$ МэВ), где они получены на основе последних экспериментальных данных и представлений КХД. При таком рассмот-

Таблица 2

| Адрон | $\langle r^2 \rangle_A^{(0)}$ фм ² | $\langle \delta r^2 \rangle_A$ фм ² | $\langle r^2 \rangle_A$ фм ² | $\langle r^2 \rangle_A$ [7], фм ² | $\langle r^2 \rangle_A$ [8], фм ² |
|-------------|--|---|--|--|--|
| p | 0,53 | -0,18 | 0,35 | 0,54 | 0,69 |
| n | 0,00 | -0,08 | -0,08 | 0 | 0 |
| Λ | 0,02 | -0,05 | -0,03 | 0,05 | — |
| Σ^+ | 0,55 | -0,26 | 0,29 | 0,36 | — |
| Σ^0 | 0,02 | -0,03 | -0,01 | 0,05 | — |
| Σ^- | -0,51 | -0,06 | -0,56 | -0,25 | — |
| Ξ^0 | 0,04 | 0,17 | -0,14 | 0,07 | — |
| Ξ^- | -0,49 | 0,18 | -0,31 | -0,29 | — |
| Ω^- | -0,47 | -0,12 | -0,36 | -0,21 | — |
| π^+ | 0,53 | -0,49 | 0,04 | 0,27 | 0,61 |
| π^0 | 0 | 0 | 0 | 0 | — |
| K^+ | 0,51 | -0,42 | 0,09 | — | — |
| K^- | -0,51 | 0,42 | -0,09 | -0,25 | — |
| K^0 | -0,02 | 0,10 | 0,08 | -0,06 | — |
| \bar{K}^0 | 0,02 | -0,10 | -0,08 | — | — |

рени мешка не было учтено движение центра масс для случаев кварков различной массы. Качественные оценки показывают, что подобный учет должен приводить к уменьшению величины $\langle r^2 \rangle_A$.

5. Заключение. Кратко сформулируем, чему учат нас проведенные расчеты. Роль поправок первого порядка по α_s при вычислении $\langle r^2 \rangle_A$ в МСК и в МКМ оказывается весьма значительной. В ряде случаев они столь велики (смена знака $\langle r^2 \rangle_A$), что даже не уместен термин «поправки». Результаты, полученные различными способами, качественно согласуются между собой и с экспериментальными данными (в тех случаях, когда таковые имеются). Отклонение от экспериментальных значений может быть связано с существенным вкладом внешнего мезонного поля, а также с ролью высших поправок по α_s . Разумеется, данная работа не исчерпывает проблему изучения $\langle r^2 \rangle_A$, которая является многоплановой. В дальнейшем желательно продвигать в следующих направлениях. Вычисление поправок высших порядков по α_s . Изучение других моделей qq -взаимодействия и роли мезонного поля. Анализ возможной роли трех- и мультикварковых взаимодействий. Измерение с достаточной точностью экспериментальных значений $\langle r^2 \rangle_A$ для всего октета барионов, а также легких мезонов. Особенно интересными для теории (и, естественно, особенно трудными) были бы измерения $\langle r^2 \rangle_A$ нейтральных барионов.

Приложение. Некоторые функции и постоянные в формулах (27)–(29):

$$g_1 = R^2 + \frac{R^2}{(\omega + m)^2}, \quad h_1 = \frac{1}{2} (R^2)';$$

$$g_2 = RG : \frac{R'G'}{(\omega + m)^2}, \quad h_2 = \frac{1}{2}(RG)';$$

$$g_3 = RU : \frac{R'U'}{(\omega + m)^2}, \quad h_3 = \frac{1}{2}(RU)';$$

$$g_4 = RV : \frac{R'V'}{(\omega + m)^2}, \quad h_4 = \frac{1}{2}(RV)';$$

$$g_5 = R'^2 \cdot (\omega + m)^2, \quad h_5 = \frac{1}{2}RR';$$

$$g_6 = r^2 R'^2 (\omega + m)^2, \quad h_6 = \frac{1}{2}r^2 RR';$$

$$A_1 = 2c, \quad A_2 = 2a, \quad A_3 = 2b, \quad A_4 = 2d, \quad A_5 = -2s/(\omega + m),$$

$$A_6 = 2'(\omega + m).$$

Список литературы: 1. *Hendry A. W., Lichtenberg D. B.* Properties of hadrons in the quark model//Fortschritte der Physik. 1985. 33. N 3. P. 139—231. 2. *Gerasimov S. B.* Effective interactions of quark and state properties of hadrons. Дубна, 1981. 22 p. (Preprint JINR, E2-81-268). 3. *Ефросинин В. П., Зайкин Л. Л.* Параметры легких адронов в киральной модели мешков Ядер. физика. 1984. 39, вып. 1. С. 115—123. 4. *Silvestre-Brac B., Gignoux C.* Study of light baryons in the three-quark-cluster model: exact calculation//Phys. Rev. 1985. 32, N 3. P. 743—754. 5. *Кривооручко М. И.* Зарядовый радиус нейтрона в модели мешков//Ядер. физика. 1985. 41, вып. 3. С. 777—784. 6. *Бунятян Г. Г.* Последовательное распределение электрического заряда нейтрона//Сообщ. ОИЯИ. Дубна, 1986. 10 с. (P2-86-408). 7. *Samuel S., Morlaty A. J. M.* Static properties of hadrons from scalar lattice QCD//Particle Physics. 1987. B281, N 3, 4. P. 670—726. 8. *Dorokhov A. E., Kochelev N. I.* Hadron static properties in the model considering the structure of QCD vacuum Дубна, 1987. 6 p. (Preprint/JINR; E2-87-227). 9. *Романов В. А., Трубников С. В.* Зарядовый радиус Λ-гиперона в кварковых моделях//Вопр. атом. науки и техники. Общая и ядер. физика. 1987. Вып. 2(37). С. 81—83.

Поступила в редколлегию 23.06.87

SUMMARY

The mesons and baryons mean square radii in the first order of the color interaction in the constituent quark and chiral bag models are calculated.

УДК 539.12

Р. М. АШЕРОВА, Ю. Н. НЕЧАЕВ, Ю. Ф. СМЕРНОВ

ОБ ОПИСАНИИ РЕЗОНАНСОВ В ОСЦИЛЛЯТОРНОМ ПРЕДСТАВЛЕНИИ ТЕОРИИ РАССЕЯНИЯ

1. Введение. В этой статье мы продолжим исследование теории рассеяния в осцилляторном представлении, начатое нами ранее [1, 2]. Основы теории рассеяния в осцилляторном пред-

ставлении (и вообще в базисе квадратично интегрируемых функций) были сформулированы и развивались [3—5]. Развитый аппарат успешно использовался для исследования различных атомных и ядерных процессов [6—8], как одноканальных, так и многоканальных с одновременным учетом ядерного и кулоновского взаимодействий [9] и т. п. Тем самым теория рассеяния в осцилляторном или n -представлении — один из вариантов единой теории ядерных реакций и постепенно становится весьма эффективным рабочим методом в теории ядерных реакций. В этой ситуации наряду с исследованием конкретных ядерных явлений в рамках такого подхода важным является исследование и ряда общих вопросов теории рассеяния в n -представлении. В частности, целесообразно рассмотреть, как описываются в этом методе резонансные явления. Общий подход к расчету характеристики резонансов (как полюсов S -матрицы) уже сформулирован [7, 8]. Проведен цикл исследований [10], в которых изучались резонансы в рассеянии кластеров ad , ud , cd , обусловленные связью упругого канала с состояниями гигантского монополюсного резонанса $E0$ в ядрах ${}^6\text{Li}$, ${}^8\text{Be}$.

В данной статье мы коснемся других аспектов теории резонансов. В п. 2 вводится дискретный аналог R -матрицы Джаффе — Лбу [11], в п. 3 — формула Брейта—Вигнера в приближении изолированного резонанса. Затем на простом примере проверяется точность этих формул.

2. *Дискретный аналог R -матрицы.* В работе [5] отмечалось определенное сходство теории рассеяния в n -представлении с аппаратом R -матрицы (см., также [12]). Однако более детальный анализ показывает, что в n -представлении мы имеем дело с дискретным аналогом не R -, а P -матрицы. Чтобы пояснить это, рассмотрим одноканальную задачу рассеяния частицы с массой m в потенциале $V(r)$. Основное приближение в расчетах, опирающихся на дискретный (например, осцилляторный) базис, состоит в том, что потенциал $V(r)$ аппроксимируется выражением

$$V(r) \approx \sum_{n,n'} c_{nn'} : nl | V | n'l \rangle : | nl \rangle \langle n'l |, \quad (1)$$

а волновая функция ищется в виде разложения

$$R_l(r) = \sum_{n=0}^{\infty} C_{nl} R_{nl}(r/r_0), \quad (2)$$

где $|nl\rangle = R_{nl}(r/r_0)$ — радиальные осцилляторные волновые функции с параметром $r_0 = (\hbar^2/m\omega)^{1/2}$, который мы будем полагать в дальнейшем равным 1. В (1) предполагается, что число слагаемых n , $n' \ll N$ достаточно велико, но конечно. Опыт расчетов [2—5, 7—10] показывает, что сходимость по N достаточно хорошая и для получения правильных значений фаз рассеяния в ядерных системах достаточно ограничиться $N \approx 10 \pm 20$. Подстановка (1), (2) в уравнение Шредингера с гамильтонианом

ном $H=T+V$ приводит к следующей системе алгебраических уравнений [1-5]:

$$\sum_{n'=0}^N (H_{nn'} - E\delta_{nn'}) C_{n'l} = 0, \quad n < N; \quad (3a)$$

$$\sum_n H_{Nn} C_{nl} - EC_{Nl} = T_{NN+1} C_{N+1l}; \quad (3б)$$

$$T_{nn-1} C_{n-1l} + (T_{nn} - E) C_{nl} + T_{nn+1} C_{n+1l} = 0, \quad n < N. \quad (3в)$$

Регулярные и нерегулярные решения F_{nl} , G_{nl} дискретного уравнения для свободного движения (3в), в котором отсутствует взаимодействие, были получены ранее [1, 3, 4]:

$$T_{n,n-1} = T_{n-1,n} = -\frac{1}{2} \sqrt{n \left(n + l + \frac{1}{2} \right)}, \quad T_{nn} = \frac{1}{2} \left(2n + l + \frac{3}{2} \right).$$

Задача теории рассеяния состоит в том, чтобы найти решения уравнений (3а), (3б) с асимптотикой $C_n = F_n + \text{tg } \delta_l G_n$ (4). Для того, чтобы проследить аналогию с теорией P -матрицы, напомним, что в последней используют следующую асимптотику для волновой функции в координатном представлении (для простоты ограничимся значением $l=0$):

$$\chi(r) = \cos k(r-b) + \frac{P}{k} \sin k(r-b), \quad (5)$$

где $P = \frac{\chi'}{\chi} \Big|_{r=b}$, и полюса P -матрицы отвечают таким энергиям $E = \hbar^2 n^2 / 2m$, при которых функция $\chi(r)$ имеет узел в точке b . По аналогии с (5) введем P -матрицу в n -пространстве следующим образом:

$$C_n = (F_n G_N - G_n F_N) + P (F_n G_{N+1} - G_n F_{N+1}), \quad (6)$$

так что каждый полюс P -матрицы соответствует обращению в нуль волновой функции n -представления C_n в точке $N+1$: $C_{N+1} = 0$ (7).

Тогда из уравнений (3а, б) видно, что этому условию удовлетворяют такие значения энергии $E = q^2/2$, которые являются решениями секулярного уравнения $\det (H_{nn'} - E\delta_{nn'}) = 0$. Итак, полюса дискретной P -матрицы совпадают с собственными значениями E_λ обрезанной матрицы гамильтониана $H_{nn'}$ в осцилляторном базисе ($nn' \leq N$). Ее вычеты в полюсах будут связаны с собственными векторами $\gamma_\lambda = (\gamma_{\lambda 1}, \dots, \gamma_{\lambda N})$, отвечающими этим собственным значениям. Действительно, из уравнений (3а, б) имеем ($l=1$):

$$C_N = -T_{NN+1} C_{N+1} \sum_{\lambda=0}^N \frac{\gamma_{\lambda N} \gamma_{\lambda N}^*}{E_\lambda - E}. \quad (8)$$

В то же время из (3e) следует, что если для $n=N+1$ и всех $n>N+1$ выполняется соотношение (6), то оно справедливо и для $n=N$. Записывая C_N и C_{N+1} в форме (6), получаем из (8) уравнение для P -матрицы, решая которое, находим

$$P = T_{NN+1} \sum_{\lambda=0}^N \frac{\gamma_{\lambda N} \gamma_{\lambda N}^*}{E_{\lambda} - E}, \quad (9)$$

т. е. вычеты P -матрицы выражаются через последнюю компоненту собственных векторов обрезанной матрицы гамильтониана

Связь P -матрицы с фазой рассеяния и S -матрицей имеет вид

$$\operatorname{tg} \delta = - \frac{F_N + PF_{N+1}}{G_N + PG_{N+1}}, \quad (10)$$

$$S = e^{2i\Phi} \frac{1 + PL_N^-}{1 + PL_N^+}, \quad (11)$$

где $L^{\pm} = \frac{G_{N+1} \pm iF_{N+1}}{G_N \pm iF_N}$, а величина $e^{2i\Phi} = \frac{G_N - iF_N}{G_N + iF_N} = \frac{G_N^-}{G_N^+}$

ведет себя как $\exp(-4iq\sqrt{N})$ при $N \gg 1$, $q\sqrt{N} \ll 1$, поэтому фоновую фазу Φ можно назвать фазой рассеяния на «твердой сфере» радиуса $2\sqrt{N}r$ или фазой ортогонального рассеяния [7, 8]. Фаза рассеяния (10) принимает эти значения при энергиях $E = E_{\lambda}$. В разложении P -матрицы (9) присутствует конечное число полюсов, в отличие от P -матрицы в координатном представлении, поэтому в дискретном случае не возникает проблем с равномерной сходимостью этого ряда, которые свойственны обычной теории P -матрицы [13, 14]. Формулы типа (9) — (12) легко обобщаются на многоканальный случай, и мы их проводить не будем, а перейдем к обсуждению формул Брейта—Вигнера.

3. *Формула Брейта—Вигнера для изолированного резонанса.* Приближение изолированного резонанса соответствует учету только одного полюсного члена с энергией E_{λ} в разложении P -матрицы (9):

$$P = \frac{\gamma_{\lambda N}^2}{E_{\lambda} - E} T_{NN+1} + P_0, \quad (12)$$

где $P_0 = T_{NN+1} \sum_{\lambda \neq \lambda} \frac{\gamma_{\lambda N}^2}{E_{\lambda} - E}$ является константой (при $E = E_{\lambda}$).

Подставим в выражение (11) P -матрицу в форме (12) и величину L_{N+1}^{\pm} в виде $L_{N+1}^{\pm} = S_{N+1} \pm iQ_N$, явно выделяя в них мнимую и вещественную части:

$$Q_N = \frac{1}{\pi q T_{NN+1} (F_N^2 + G_N^2)}$$

и

$$S_N = - \frac{F_{N+1} F_N + G_{N+1} G_N}{F_N^2 + G_N^2},$$

играющих роль проницаемости и фактора сдвига уровня соответственно. После некоторых преобразований представим фазу рассеяния в брейт-вигнеровской форме

$$\delta = \Phi' + \arctg \frac{\Gamma_\lambda}{E_\lambda + \Delta_\lambda - E}, \quad (13)$$

$$\Phi' = \Phi - \arctg \frac{P_0 Q_N}{1 + P_0 S_N},$$

и для ширины Γ_λ и сдвига уровня Δ_λ изолированного резонанса имеем

$$\Gamma_\lambda = 2\gamma_{\lambda N}^2 T_{NN+1} Q_N', \quad (14)$$

$$\Delta_\lambda = \gamma_{\lambda N}^2 T_{NN+1} S_N', \quad (15)$$

где

$$Q_N' = \frac{Q_N}{d}, \quad S_N' = \frac{S_N (1 + P_0 S_N) + P_0 Q_N^2}{d},$$

$$d = (1 + P_0 S_N)^2 + P_0^2 Q_N^2.$$

В асимптотическом пределе $N \gg 1$ решения F_N и G_N совпадают с точностью до множителя с обычными регулярными решениями свободного уравнения Шредингера и $Q_N \rightarrow (F_N^2 + G_N^2)^{-1}$, а ширина Γ_λ при простейшей аппроксимации $\gamma_{\lambda N} = 1/N$ становится типичной одночастичной шириной $\Gamma_\lambda^{\text{одночаст}} \approx 2kQ_N \hbar^2 / 2V N r_0$ для радиуса канала $R = 2\sqrt{N} r_0$. Что касается сдвига уровня Δ_λ , то для низшего корня E_0 величина $\Delta_0 < 0$. В случае узкого резонанса величины $E_\lambda - E_\lambda + \Delta_\lambda$ и Γ_λ должны быть достаточно близки к полюсу S -матрицы $E_\lambda - i\Gamma/2$. Отсюда следует, что нижний полюс P -матрицы E_λ расположен выше, чем вещественная часть полюса S -матрицы. Это находится в согласии с аналогичным выводом, сделанным для полюсов обычной P -матрицы в работе [13, 14]. Проверим точность этих формул на простом примере с одночленным сепарабельным потенциалом $V = V_0 |N0\rangle \langle N0|$, $N=4$. Для нахождения полюсов S -матрицы нужно использовать регулярное решение F_n уравнения (3а) для $n < N$ и решение типа G_n^+ для $n > N$. «Переходное» уравнение (3б) с учетом (3а) и свойства определителя Казоратти [1—2]

$$T_{N \times N+1}(F_{\lambda} G_{N+1}^* - F_{N+1} G_N^*) = \frac{1}{\pi q}$$

приводит к следующему трансцендентному уравнению для полюсов S -матрицы

$$V_0^{-1} = -\pi q F_N(q) G_N^*(q).$$

Его новое решение $E_V = E_0 - i\Gamma_0/2$ для значения $V_0 = 10$ находится при $E_0 = 0,24737$ и $\Gamma_0 = 0,00242$. Сдвиг Δ_λ и ширина Γ_λ для низшего корня $E_\lambda = 0,25151$, вычисленные по формулам (14), (15), составляют $\Delta_\lambda = -0,00349$, $\Gamma_\lambda = 0,002001$. Резонанс действительно оказывается узким, и имеет место хорошее соответствие между характеристиками E_0 и Γ_0 гамовского распадного состояния и положением $E_\lambda \pm \Delta_\lambda$ и шириной Γ_λ брейт-винтеровского резонанса. Заметим, что учет постоянного члена P_0 в формуле (12) является весьма важным. При его отбрасывании получаем заниженную ширину уровня ($\Gamma_\lambda \sim 0,0012$).

В многоканальном (например, двухканальном) случае для нахождения полюсов P -матрицы приходится диагонализировать матрицу гамильтониана увеличенного размера $N_1 + N_2 + 1$ (предполагается, что матричные элементы потенциальной энергии в каналах $V_{n'n}^{(1)}$, $V_{m'm}^{(2)}$ и потенциальные матрицы, описывающие связи каналов $V_{m'n}^{(1)}$, отличны от нуля только при $n, n' \leq N_1$, $m, m' \leq N_2$). Если собственный вектор, отвечающий энергии E_λ имеет коэффициенты γ_{N_1} и γ_{N_2} при последних компонентах $R_{N_1, \lambda}(r_1)$ и $R_{N_2, \lambda}(r_2)$ в каждом канале, то по аналогии с предыдущим в приближении изолированного резонанса и в пренебрежении константой P_0 получаем формулу Брейта—Вигнера с параметрами $\Gamma = \Gamma_1 + \Gamma_2$, $\Delta = \Delta_1 + \Delta_2$, где выражения для Γ , Δ можно получить из (14), (15) заменой N на N_λ .

В заключение сделаем несколько замечаний общего характера. Отмеченное выше совпадение полюсов дискретной P -матрицы с энергетическими уровнями E_λ многоуклонной системы, полученными в результате диагонализации гамильтониана ядра на некотором обрезанном базисе, перекидывает мостик между расчетами структуры ядра и исследованием ядерных реакций. Коэффициенты $\gamma_{\lambda N_i}$ для собственных функций ядра ψ_λ , очевидно, можно записать в виде $\gamma_{\lambda N_i} = \langle \psi_\lambda | \varphi_{N_i} \rangle$, где φ_{N_i} — внутренние функции фрагментов $i1, i2$ в канале i . Тем самым коэффициенты $\gamma_{\lambda N_i}$ связываются с амплитудами спектроскопических факторов для развала ядра на фрагменты $i1 + i2$. Это обстоятельство позволяет, в принципе, на основе теории P -матрицы найти точные формулы, выражающие парциальные распадные ширины ядерных состояний через спектроскопические факторы и величины типа проницаемости. (Ранее подобные формулы базировались на теории R -матрицы и носили приближенный характер). Однако для этого необходим аккуратный учет обменных эффектов и неортогональности волно-

вых функций разных каналов, в результате чего в формулы войдут интегралы перекрывания метода резонирующих групп, которые были опущены в нашем рассмотрении. Эти поправки будут учтены нами в последующей работе.

Авторы благодарны В. С. Василевскому, В. И. Кукулину, В. Г. Неудачину, И. П. Охрименко, Н. М. Петрову и Г. Ф. Филиппову за обсуждение ряда вопросов, затронутых в работе.

Список литературы: 1. Нечев Ю. И., Смирнов Ю. Ф. О решении задач рассеяния в осцилляторном представлении//Ядер. физика. 1982. 35. С. 1385--1391. 2. Ашрова Р. М., Нечев Ю. И., Смирнов Ю. Ф. Элементы теории рассеяния в осцилляторном представлении. Обнинск, 1982. (Препринт ФЭИ-1426). Об описании резонансов в осцилляторном представлении теории рассеяния. Обнинск, 1984. 8 с. (Препринт ФЭИ-1567). 3. Heler E. J., Yamani H. A., New P^2 approach to quantum scattering: theory//Phys. Rev. 1974. A. 9. P. 1201—1214. 4. Yamani H. A., Fishman I. J. J-Matrix method: extensions to arbitrary angular momentum and to Coulomb scattering//Math. Phys., 1975. 16. P. 410—420. 5. Охрименко И. П., Филиппов Г. Ф. О возможности использования осцилляторного базиса для решения задач непрерывного спектра//Ядер. физика. 1980. 32. С. 932—939. 6. Doncke W. Projection operator approach to potential scattering//Phys. Res 1983. A. 28. P. 2777—2791. 7. Filippov G. F., Vasilevsky V. S., Kovalenko T. P. Algebraic version of resonating group method. К., 1981. 19 p. (Препринт ИТР-81—107Е). 8. Бадалов С. А., Филиппов Г. Ф. Алгебраическая реализация МРГ в задаче многоканального рассеяния системы из восьми нуклонов. К., 1982. 16 с. (Препринт ИТФ-82-7Р). 9. Okhri-menko I. P. Allowance for the Coulomb interaction in the framework of an algebraic version of the resonating group method//Nucl. Phys. 1984. A424 P. 121—142. 10. Филиппов Г. Ф., Василевский В. С., Нестеров А. В. О природе некоторых монополярных резонансов ядер P -оболочки//Изв. АН СССР. Сер. Физика. 1984. 48. С. 91—99. 11. Jaffe R. L., Low E. E. P -matrix formalism//Phys. Rev. 1979. D 19. P. 2105—2132. 12. Wong C. W., Liu K. F., Tseng Ya. Inelastic production of deuteron bag states//Phys. Rev. 1980. C22. P. 2523—2530. 13. Лейн А., Томас Р. Теория ядерных реакций при низких энергиях. М., 1961. 487 с. 14. Бибенко В. А., Петров Н. М. P -матричное описание адрон-адронного взаимодействия. К., 1983. 19 с. (Препринт ИТФ-83-168 Р.).

Поступила в редколлегию 25.06.87

SUMMARY

It is shown that the roots of the secular equation E obtained by diagonalization of the Hamiltonian $H=T+V$ in the truncated harmonic oscillator basis coincide with the poles of the discrete analogue of the P -matrix analyzed recently by Jaffe and Low. Thus the connection between energy «levels» E , appearing in the spectroscopic calculations and the characteristics of the scattering process is investigated. The restriction by only one P -matrix pole gives as result the well-known Breit-Wigner formulae for the scattering cross-section.

ОБЩАЯ СТРУКТУРА ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ЯВЛЕНИЙ В РЕАКЦИИ
 $e^- + {}^3\text{He} \rightarrow e^- + p + d$

1. Электро-и фотоядерные реакции на малонуклонных системах представляют особый интерес для количественного понимания природы ядерных сил. Электромагнитное взаимодействие очень чувствительно ко всем деталям плотности заряда и тока в пределах всего ядерного объема. С теоретической точки зрения исследование малонуклонных систем очень привлекательно по той причине, что в рамках нерелятивистского подхода можно выполнить точные вычисления различных наблюдаемых систем [1]. Даже наипростейшие свойства малонуклонных систем (энергия связи, распределение плотности, квадрупольный и магнитный моменты) не могут быть аккуратно определены, если рассматривать только взаимодействия между нуклонами в рамках потенциальной теории [2].

В настоящее время имеются экспериментальные указания на существование ненуклонных степеней свободы в ядрах: мезонных обменных токов и изобарных конфигураций. Экспериментальное исследование этих эффектов проводится и на легких ядрах, в частности на ядре ${}^3\text{He}$ [3, 4]. Кроме того, в интенсивно исследуемой экспериментально области больших k^2 (k — переданный 4-импульс) для объяснения имеющихся данных необходимо в ядерные волновые функции вводить примеси многокварковых состояний [5, 6]. Исследование реакций с тринуклонными системами является хорошим средством для поиска тринуклонных резонансов. Такие исследования уже проводятся [7, 8]. Однако проблема существования трехчастичных сил [9] однозначно еще не решена. Отметим также важную проблему D -состояний в легких ядрах. Если для дейтрона эта проблема решена, то для ядер с $A=3, 4$ эти вопросы изучены очень слабо [10].

Для разделения вкладов различных механизмов, а также для однозначного доказательства существования различных явлений (трибарiony, трехчастичные силы и т. д.) необходимо проведение большого числа поляризационных экспериментов с участием легких ядер. Напомним, что именно рассеяние поляризованных протонов на поляризованных мишенях впервые указало на существование трибарiony [11].

Уже проводятся экспериментальные исследования поляризационных явлений (ПЯ) в реакциях упругого и неупругого рассеяния электронов на дейтроне. В ближайшее время такие исследования возможны и на ядрах ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$ [12, 13]. Созданы и работают поляризованные мишени ${}^3\text{He}$ [14], имеются прекрас-

ные источники поляризованных легких ядер [15], хорошие анализаторы рассеянных векторно поляризованных частиц [10].

В области фотоядерных реакций проведены первые эксперименты по исследованию ПЯ в процессе фоторасщепления ${}^3\text{He}$. Измерена асимметрия сечения в реакции $\gamma + {}^3\text{He} \rightarrow p + d$ с линейно поляризованными фотонами [16—18], и приведены данные по изменению в этой реакции поляризации протона [19].

Теоретически ПЯ в процессах рассеяния электронов ядрами ${}^3\text{He}$ рассматривались в немногих работах. Так, исследовалась реакция инклюзивного рассеяния продольно поляризованных электронов поляризованной мишенью ${}^3\text{He}$ [20]; изучалась возможность с помощью ПЯ определить недостаточно известный зарядовый формфактор нейтрона и исследовать малые компоненты волновой функции ядра ${}^3\text{He}$; рассмотрены ПЯ в процессах электрорасщепления малонуклонных ядер [21]; исследованы некоторые ПЯ для реакции $e^- + {}^3\text{He} \rightarrow e^- + p + d$ (особо рассмотрен случай электрорасщепления у порога) [22].

Учитывая, что в ближайшее время на новых ускорителях будет развернута широкая программа исследований ПЯ, имеет смысл провести общий анализ этих эффектов для наиболее интересных процессов, который не зависит бы от конкретной динамики рассматриваемого процесса. Для процесса электрорасщепления дейтрона $e^- d \rightarrow e^- n p$ такой анализ выполнен [23] (с учетом P -нечетных ядерных сил — в [24]). В подобном плане рассмотрена реакция фоторасщепления ${}^3\text{He}$ [25]. Анализ ПЯ в процессах ралшацонного захвата нуклонов дейтронами $n + d \rightarrow {}^2\text{H} + \gamma$ и $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$ выполнен в [26].

В данной статье выполнен общий анализ ПЯ для процесса двухчастичного электрорасщепления ядра гелия: $e^- + {}^3\text{He} \rightarrow e^- + p + d$. Анализ проведен в рамках подхода, называемого «ядра как элементарные частицы» [27, 28]. Для рассматриваемой реакции изучены следующие постановки поляризационных опытов: поляризована мишень, измеряется поляризация протона, поляризована мишень и при этом измеряется поляризация протона. Все эти ПЯ рассмотрены для неполяризованного и для продольно-поляризованного электронного пучка.

Амплитуда процесса $e^- + {}^3\text{He} \rightarrow e^- + p + d$ имеет довольно сложную спиновую структуру и в общем случае разлагается на 18 независимых инвариантных амплитуд [22]. Очевидно, что восстановление всех амплитуд требует большого числа разнообразных поляризационных экспериментов в рассматриваемом процессе.

В рамках однофотонного механизма удастся предсказать зависимость дифференциального сечения (ДС) процесса $e^- + {}^3\text{He} \rightarrow e^- + p + d$ от поляризаций сталкивающихся частиц. Кроме того, для всех асимметрий в рассматриваемом процессе, обусловленных этими поляризациями, удастся выяснить зависимость асимметрий от двух кинематических переменных, а именно, от μ — импульсного угла ϕ образования конечного электрона

и степени линейной поляризации χ виртуального фотона γ^* . Эти предсказания не зависят от деталей механизма процесса $\gamma^* + {}^3\text{He} \rightarrow p + d$. Можно указать целый ряд ПЯ, которые однозначно определяются эффектами взаимодействия конечных протона и дейтрона — при выключении этого взаимодействия эти эффекты обращаются в нуль. Таким же образом проанализирована поляризация протонов, образующихся в $e^- + {}^3\text{He} \rightarrow e^- + p + d$ при столкновении неполяризованных частиц.

2. Матричный элемент процесса электрорассеяния гелия $e^- + {}^3\text{He} \rightarrow e^- + p + d$ для однофотонного механизма можно записать в виде $m = -\frac{e^2}{k^2} j_1 J_2$, $j_1 = u(k_2) \gamma_0 u(k_1)$, где $k_1(k_2) = 4$ -импульс начального (конечного) электрона, $k = k_1 - k_2$, J_2 — электромагнитный ток перехода $\gamma^* + {}^3\text{He} \rightarrow p + d$.

ДС рассматриваемого процесса для условий эксперимента, когда в конечном состоянии регистрируется рассеянный электрон на совпадение с одним из продуктов реакции (протоном или дейтроном), имеет следующую общую структуру (ось z направлена вдоль импульса виртуального фотона k , а импульс p детектируемого протона или дейтрона лежит в плоскости xz , $m_y = 0$):

$$\begin{aligned} \frac{d^3\sigma}{dE' d\Omega_e d\Omega_A} = & N \{ H_{xx} + H_{yy} + \chi \cos 2\varphi (H_{xz} - H_{yy}) + \\ & + \chi \sin 2\varphi (H_{xy} + H_{yz}) - 2\chi \frac{k^2}{k_0^2} H_{zz} - \frac{\sqrt{-k^2}}{k_0} \sqrt{2\chi(1+\chi)} \cdot \\ & \cdot [\cos \varphi (H_{xz} + H_{zx}) + \sin \varphi (H_{yz} + H_{zy})] - i i_e \sqrt{1-\chi} \cdot \\ & \cdot [\sqrt{1+\chi} (H_{xy} - H_{yx}) - \frac{\sqrt{-2\chi k^2}}{k_0} \cos \varphi \cdot (H_{yz} - H_{zy}) - \\ & - \frac{\sqrt{-2\chi k^2}}{k_0} \sin \varphi (H_{xz} - H_{zx}) \} \}; \quad H_{\alpha\beta} = J_\alpha J_\beta^*, \quad (1) \end{aligned}$$

$$N = \frac{x^2}{64\pi^3} \frac{E'}{E} \frac{p}{MW} | -k^2(1-\chi) |^{-1};$$

$$\chi^{-1} = 1 - 2 \frac{k_{\text{л.с.}}^2}{k^2} \left[g^2 \frac{\theta_p}{2} \right];$$

$$|k_{\text{л.с.}}| = \sqrt{(W'^2 + M^2 - k^2)^2 - 4M^2 W'^2 / 2W},$$

где E (E') — энергия начального (конечного) электрона в лабораторной системе (л.с.), $d\Omega_e$ — элемент телесного угла рассеянного электрона в л.с.; $d\Omega_A(p)$ — элемент телесного угла (модуль 3-импульса) детектируемого p или d в системе центра

инерции (с. д. п) pd -системы; $k_0 = W^2 + k^2 - M^2 / 2W$, W — инвариантная масса конечных p и d ; M — масса ядра ${}^3\text{He}$; α — степень линейной поляризации γ^* ; φ — угол между плоскостью рассеяния электронов и плоскостью, образованной импульсами p и $d(xz)$; θ_e — угол рассеяния электрона в л. с. Выражение (1) для ДС процесса $e^- + {}^3\text{He} \rightarrow e^- + p + d$ записано с учетом того, что начальный электронный пучок обладает продольной поляризацией ($\lambda_e/2$ — спиральность начального электрона, $\lambda_e = \pm 1$).

В формуле (1) учитывается только то обстоятельство, что взаимодействие электронов с адронами рассматривается в однофотонном приближении, поэтому вид ее не зависит от конкретного механизма реакции $\gamma^* + {}^3\text{He} \rightarrow p + d$. Структура сечения (1) учитывается также тот факт, что электромагнитный ток J_μ перехода $\gamma^* + {}^3\text{He} \rightarrow p + d$ сохраняется.

Поскольку все частицы в рассматриваемой реакции имеют ненулевую спин, то ПЯ обладают довольно сложной структурой. В общем случае амплитуда процесса $\gamma^* + {}^3\text{He} \rightarrow p + d$ определяется 18 независимыми скалярными амплитудами и спиновую структуру ее можно найти, основываясь на инвариантности электромагнитного взаимодействия адронов относительно пространственных отражений и рассматривая ядра d и ${}^3\text{He}$ как элементарные частицы с определенными значениями спина и пространственной четности. Для анализа ПЯ удобно использовать такую форму записи амплитуды, которая содержит ортонормированный набор векторов, построенный из импульсов, участвующих в реакции частиц. Тогда в с. д. п. процесса $\gamma^* + {}^3\text{He} \rightarrow p + d$ эта амплитуда может быть записана в следующем виде [22, 29]:

$$\begin{aligned} \vec{e} \cdot \vec{J} &= \gamma_2^+ F \gamma_1^-; \\ F &= i\vec{e} \cdot \vec{m} \vec{U}^* \cdot \vec{n} f_1 + i\vec{e} \cdot \vec{n} \vec{U}^* \cdot \vec{m} f_2 + i\vec{e} \cdot \vec{n} \vec{U}^* \cdot \hat{k} f_3 + \\ &+ \vec{\sigma} \cdot \vec{m} (\vec{e} \cdot \vec{m} \vec{U}^* \cdot \vec{m} f_4 + \vec{e} \cdot \vec{m} \vec{U}^* \cdot \hat{k} f_5 + \vec{e} \cdot \vec{n} \vec{U}^* \cdot \vec{n} f_6) + \\ &+ \vec{\sigma} \cdot \hat{k} (\vec{e} \cdot \vec{m} \vec{U}^* \cdot \vec{m} f_7 + \vec{e} \cdot \vec{m} \vec{U}^* \cdot \hat{k} f_8 + \vec{e} \cdot \vec{n} \vec{U}^* \cdot \vec{n} f_9) + \\ &+ \vec{\sigma} \cdot \vec{n} (\vec{e} \cdot \vec{m} \vec{U}^* \cdot \vec{n} f_{10} + \vec{e} \cdot \vec{n} \vec{U}^* \cdot \vec{m} f_{11} + \vec{e} \cdot \vec{n} \cdot \vec{U}^* \cdot \hat{k} f_{12}) + \\ &+ \vec{e} \cdot \hat{k} [i\vec{U}^* \cdot \vec{n} f_{13} + \vec{\sigma} \cdot \vec{m} (\vec{U}^* \cdot \vec{m} f_{14} + \vec{U}^* \cdot \hat{k} f_{15}) + \vec{\sigma} \cdot \hat{k} (\vec{U}^* \cdot \vec{m} f_{16} + \\ &+ \vec{U}^* \cdot \hat{k} f_{17}) + \vec{\sigma} \cdot \vec{n} \vec{U}^* \cdot \vec{n} f_{18}]; \end{aligned} \quad (2)$$

$$n = \vec{k} \times \vec{p} / |\vec{k} \times \vec{p}|, \quad \vec{m} = \vec{n} \times \hat{k}, \quad \hat{k} = \vec{k} / |\vec{k}|,$$

где χ_1 и χ_2 — двухкомпонентные спиноры ^3He и p ; $e(\vec{U})$ — 3-вектор поляризации виртуального фотона (дейтрона); f_i ($i=1, \dots, 18$) — скалярные амплитуды, зависящие в общем случае от трех инвариантных переменных s, t, k^2 , $s=(k+p_1)^2$, $t=(k-p_2)^2$, k, p_1 и p_2 — 4-импульсы γ^* , ^3He и d . Амплитуды f_i ($i=1, \dots, 12$) описывают поглощение поперечных виртуальных фотонов, а амплитуды f_i ($i=13, \dots, 18$) — продольных.

3. Рассмотрим случаи, когда все частицы в рассматриваемом процессе неполяризованы. Тогда общая структура тензора $H_{ij}(0)$ примет вид $H_{ij}(0) = S_{ij}(h_{1-s})$ (3), где $S_{ij}(h_{k,s,t}) =$

$$= -h_k m_j : h_{k+1} n_j : h_{k+2} k_j : h_{k+3} \{m, k\}_{ij} : ih_{k+4} \{m, k\}_{ij} \\ \{a, b\}_{ij} = a_i b_j : |a_i b_i| : |a_i b_i| = a_i b_i - a_j b_j.$$

Вещественные структурные функции (СФ) h_i зависят от трех инвариантных переменных s, t и k^2 . СФ $h_5(s, t, k^2)$ характеризуют эффекты сильного взаимодействия протона и дейтрона в конечном состоянии. Если удерживать вклад только полюсных диаграмм, то получим $h_5=0$ во всей кинематической области независимо от конкретной параметризации $\text{He}pd$, γdd и $\gamma^* NN$ -вершин. Это справедливо для нерелятивистского подхода и для подхода, основанного на релятивистском формализме описания реакции $\gamma^* + ^3\text{He} \rightarrow p + d$. Как видно из (1), функция $h_5(s, t, k^2)$ определяет рассеяние продольно-поляризованных электронов на неполяризованной гелиевой мишени (конечные протон и дейтрон неполяризованы). В этом случае соответствующая асимметрия характеризует эффекты сильного взаимодействия в конечном состоянии, точнее говоря, эффекты присутствия неполюсных вкладов различной природы (в частности, обменные мезонные токи могут индуцировать отличную от нуля асимметрию). Трибарионные резонансы ($9q$ -состояния), если они существуют, также приведут к ненулевой асимметрии.

СФ h_i в терминах скалярных амплитуд f_i имеют вид:

$$h_1 = |f_1|^2 + |f_{10}|^2 + y(|f_4|^2 + |f_7|^2) + x(|f_5|^2 + |f_8|^2) + \\ + 2z \text{Re}(f_4 f_5^* + f_7 f_8^*); \\ h_2 = |f_6|^2 + |f_9|^2 + y(|f_2|^2 + |f_{11}|^2) + x(|f_3|^2 + |f_{12}|^2) + \\ + 2z \text{Re}(f_2 f_3^* + f_{11} f_{12}^*); \quad (4) \\ h_3 = |f_{13}|^2 + |f_{16}|^2 + y(|f_{14}|^2 + |f_{16}|^2) + x(|f_{15}|^2 + |f_{17}|^2) + \\ + 2z \text{Re}(f_{14} f_{15}^* + f_{16} f_{17}^*); \\ h_4 = \text{Re } h; \quad h_5 = \text{Im } h; \\ h = f_1 f_{13}^* + f_{10} f_{18}^* + x(f_4 f_{15}^* + f_7 f_{18}^*) + y(f_4 f_{14}^* + f_7 f_{16}^*) + \\ + z(f_4 f_{14}^* + f_7 f_{15}^* + f_5 f_{10}^* + f_7 f_{17}^*);$$

где $\lambda = 1 - \frac{\vec{p}^2}{M_d^2} \cos^2 \theta$, $y = 1 - \frac{\vec{p}^2}{M_d^2} \sin^2 \theta$, $z = -\frac{\vec{p}^2}{2M_d^2} \sin 2\theta$, M_d —

масса дейтрона, θ — угол между \vec{k} и \vec{p} .

Подставляя тензор (3) формулу (1), получим стандартное выражение для ДС рассматриваемой реакции в условиях эксперимента на совпадении ${}^3\text{He}(e, e'p)d$ [30]:

$$d^3\sigma/d\Omega_e d\Omega_p d\Omega_{\gamma} = N \{ \sigma_T + x\sigma_L + x \cos 2\varphi \sigma_P + \sqrt{2}x(1-x)z \cos \varphi \sigma_I \}; \quad (5)$$

$$\sigma_{T,P} = h_1 \pm h_2; \quad \sigma_L = -2 \frac{k^2}{k_0^2} h_3;$$

$$\sigma_I = -2 \frac{1-k^2}{k_0} h_4,$$

где σ_T (σ_L) — сечение поглощения поперечных (продольных) виртуальных фотонов, а σ_P (σ_I) — вклад, отвечающий интерференции поперечных с поперечными (продольными) амплитудами. При рассеянии продольно-поляризованных электронов на неполяризованной мишени (продукты реакции также неполяризованы) в выражении (5) возникает слагаемое вида $-2\lambda_0 \times \times (1 - \vec{k}_2/k_0) \sqrt{2}x(1-x) \sin \varphi h_5$. В борновском приближении амплитуды процесса $\gamma^* + {}^3\text{He} \rightarrow p + d$ вещественны, и поэтому $h_5 = 0$. В этом случае асимметрия рассеяния поляризованных электронов равна нулю.

4. Поляризована мишень. Зависимость ДС рассматриваемого процесса от поляризации ${}^3\text{He}$ определяется тензором

$$H_{ij}(s) = \vec{s} \cdot \vec{n} S_{ij}(a_{1-3}) + \vec{s} \cdot \vec{m} A_{ij}(a_{6-9}) + \vec{s} \cdot \vec{k} A_{ij}(a_{10-13}); \quad (6)$$

$$A_{ij}(a_{k,k+3}) = a_k \{ m, n \}_{ij} + ia_{k+1} \{ m, n \}_{ij} + a_{k+2} \{ \hat{k}, n \}_{ij} + \\ + ia_{k+3} \{ \hat{k}, n \}_{ij},$$

т. е. зависимость ДС процесса $e^- + {}^3\text{He} \rightarrow e^- + p + d$ от поляризации мишени характеризуется 13 вещественными СФ $a_i(s, t, k^2)$. Разумеется, изучение φ - и x -зависимостей ДС рассматриваемого процесса с неполяризованными начальными электронами позволит найти все те СФ, которые определяют симметричную часть тензора $H_{ij}(s)$; СФ a_i для антисимметричной части тензора могут быть найдены только при рассеянии продольно-поляризованных электронов.

СФ a_i ($i=1, \dots, 13$) имеют следующий вид в терминах:

$$a_1 = -2 \text{Im} \{ f_1 f_{10}^* + y f_7^* + x f_8 f_8^* + z (f_7 f_7^* + f_8 f_8^*) \};$$

$$\begin{aligned}
a_2 &= -2 \operatorname{Im} [f_6 f_9^* + y f_3 f_{11}^* + x f_3 f_{12}^* + z (f_2 f_{12}^* + f_3 f_{11}^*)]; \\
a_3 &= -2 \operatorname{Im} [f_{13} f_{18}^* + y f_{14} f_{16}^* + x f_{16} f_{17}^* + z (f_{14} f_{17}^* + f_{15} f_{16}^*)]; \\
a_4 &= \operatorname{Im} A_1; \quad a_5 = \operatorname{Re} A_1; \\
A_1 &= y (f_{10} f_4^* - f_{14} f_7^*) + f_{15} f_1^* - f_{13} f_{10}^* + x (f_{17} f_5^* - f_{15} f_8^*) + z (f_{13} f_7^* + \\
&\quad + f_{14} f_9^* - f_{17} f_4^* - f_{15} f_5^*); \\
a_6 &= \operatorname{Im} A_2; \quad a_7 = \operatorname{Re} A_2; \\
A_2 &= y (f_{11} f_7^* - f_2 f_4^*) + f_6 f_1^* - f_9 f_{10}^* + x (f_{12} f_8^* - f_3 f_5^*) + \\
&\quad + z (f_{12} f_7^* + f_{11} f_8^* - f_3 f_4^* - f_2 f_5^*); \\
a_8 &= \operatorname{Im} A_3; \quad a_9 = \operatorname{Re} A_3; \\
A_3 &= y (f_{11} f_{16}^* - f_2 f_{14}^*) + f_6 f_{13}^* - f_9 f_{18}^* + x (f_{12} f_{17}^* - f_3 f_{15}^*) + \\
&\quad + z (f_{11} f_{17}^* + f_{12} f_{16}^* - f_3 f_{14}^* - f_2 f_{15}^*); \\
a_{10} &= \operatorname{Im} A_4; \quad a_{11} = \operatorname{Re} A_4; \\
A_4 &= -y (f_2 f_7^* + f_{11} f_4^*) + f_6 f_{10}^* + f_9 f_1^* - x (f_3 f_8^* + f_{12} f_5^*) - \\
&\quad - z (f_2 f_8^* + f_3 f_7^* + f_{11} f_5^* + f_{12} f_4^*); \\
a_{12} &= \operatorname{Im} A_5; \quad a_{13} = \operatorname{Re} A_5; \\
A_5 &= -y (f_2 f_{16}^* + f_{11} f_{14}^*) - x (f_2 f_{17}^* + f_{12} f_{15}^*) + f_6 f_{18}^* + f_9 f_{13}^* - \\
&\quad - z (f_2 f_{17}^* + f_3 f_{16}^* + f_{12} f_{14}^* + f_{11} f_{15}^*).
\end{aligned}$$

СФ a_i ($i=1, 2, 6, 7, 10, 11$) определяются поперечными амплитудами, СФ a_i ($i=4, 5, 8, 9, 12, 13$) — интерференцией поперечных и продольных амплитуд, а СФ a_3 — продольными амплитудами. Формула (6) позволяет сделать ряд общих утверждений.

Если мишень поляризована перпендикулярно плоскости реакции $\gamma^* + \text{He} \rightarrow p + d$, то зависимость ДС рассматриваемой реакции от переменных κ и φ такая же, как и для неполяризованной мишени.

Если мишень поляризована в плоскости реакции в направлении, задаваемом векторами \vec{k} и \vec{m} , то появляются новые зависимости ДС рассматриваемого процесса от переменных κ и φ : $\kappa \sin 2\varphi$ и $\sqrt{2\kappa(1+\kappa)} \sin \varphi$ при рассеянии неполяризованных электронов; $\lambda_e \sqrt{1-\kappa^2}$ и $\lambda_e \sqrt{2\kappa(1-\kappa)} \cos \varphi$ при рассеянии продольно-поляризованных электронов.

Поскольку в борновском приближении адронный тензор (6) должен быть антисимметричным, то в этом случае поляризация мишени может проявиться только при рассеянии продольно-по-

ляризованных электронов. Поперечная поляризация мишени при этом приводит к зависимости $\lambda_e \sqrt{2x(1-x)} \cos \varphi$, а продольная — к корреляциям $\lambda_e \sqrt{1-x^2}$ и $\lambda_e \sqrt{2x(1-x)} \sin \varphi$.

Для того чтобы получить выражение для ДС рассматриваемой реакции в инклюзивной постановке эксперимента

${}^3\text{He}(e, e')pd$ необходимо в формуле (1) выполнить интегрирование по переменным p или d . Однако в отличие от неполяризованного случая данная система координат не годится для такой процедуры. Необходимо спиновые переменные мишени привязать к неподвижной системе координат — выбрать плоскость xz , совпадающую с плоскостью рассеяния электронов. После выполнения этой процедуры и интегрирования по переменным p или d получим следующее выражение для ДС реакции ${}^3\text{He}(e, e')pd$ (электронный пучок продольно поляризован):

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega_e} &= \sigma_0 [1 + \xi_y A_y + \lambda_e \xi_x C_x + \lambda_e \xi_z C_z]; \\ \sigma_0 A_y &= 2\pi N \frac{\sqrt{1-k^2}}{k_0} \sqrt{2x(1+x)} \int [a_8(s, t, k^2) - \\ &\quad - a_4(s, t, k^2)] \sin \theta d\theta; \\ \sigma_0 C_x &= -2\pi N \frac{\sqrt{1-k^2}}{k_0} \sqrt{2x(1-x)} \int [a_6(s, t, k^2) + \\ &\quad + a_9(s, t, k^2)] \sin \theta d\theta; \\ \sigma_0 C_z &= 4\pi N \sqrt{1-x^2} \int a_{11}(s, t, k^2) \sin \theta d\theta; \\ \sigma_0 &= \left(\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega_e} \right)_{\text{непол}} \end{aligned} \quad (8)$$

где ξ_i ($i=x, y, z$) — компоненты вектора поляризации мишени в л. с. с плоскостью xz , совпадающей с плоскостью рассеяния электронов; A_y — компонента анализирующей способности рассматриваемой реакции по отношению к поляризации мишени, а C_x, C_z — коэффициенты корреляции спинов [31].

Как и следовало ожидать (учитывая инвариантность взаимодействия относительно пространственных отражений), анализирующая способность A_y определяется компонентами вектора спина мишени ортогональными плоскости реакции и к тому же отлична от нуля при учете взаимодействия в конечном состоянии (в борновском приближении из-за вещественности амплитуд $A_y \neq 0$).

5. Поскольку поляризацию нуклонов измерять значительно проще, чем поляризацию дейтронов, рассмотрим постановку опы-

та, когда в конечном состоянии поляризован протон (остальные частицы неполяризованы), ${}^3\text{He}(e, e' p)d$. Поляризационные состояния протона, образующегося в рассматриваемом процессе, определяются тензором \vec{P}_{ij} : $\vec{P}_{ij} = \frac{1}{2} \text{Sp } F_i F_j^{+\dagger}$, $F = e_i F_i$. Вектор поляризации \vec{P} , умноженный на ДС $d^3\sigma/dE'd\Omega_e d\Omega_p$, рассчитывается по формуле, аналогичной (1), если в последней компоненты тензора H_{ij} заменить соответствующими компонентами \vec{P}_{ij} .

Очевидно, что тензор \vec{P}_{ij} может быть представлен в следующем общем виде: $\vec{P}_{ij} = \vec{k}P_{ij}^{(k)} + \vec{m}P_{ij}^{(m)} + \vec{n}P_{ij}^{(n)}$. Учитывая сохранение P -четности в электромагнитном взаимодействии адронов, для тензоров $P_{ij}^{(k,m,n)}$ можно записать [32]:

$$P_{ij}^{(n)} = S_{ij}(b_{1-5}); \quad P_{ij}^{(m)} = A_{ij}(b_{6-9}); \quad P_{ij}^{(k)} = A_{ij}(b_{10-13}). \quad (9)$$

Таким образом, при рассеянии неполяризованных электронов неполяризованными ядрами гелия образование протонов, поляризованных перпендикулярно плоскости реакции $\gamma^* + {}^3\text{He} \rightarrow p + d$, должно характеризоваться теми же κ - и φ -зависимостями, что и образование неполяризованных протонов. Образование же протонов, поляризованных в плоскости реакции, должно характеризоваться зависимостями $\kappa \sin 2\varphi$ и $\sqrt{2\kappa(1+\kappa)} \sin \varphi$. Кроме того, в этом случае поляризация протонов определяется эффектами взаимодействия в конечном состоянии, т. е. в борновском приближении поляризация протонов равна нулю.

СФ b_i в терминах скалярных амплитуд f_i имеют следующий вид:

$$b_1 = 2 \text{Im} [f_{10}f_1^* + yf_4f_7^* + xf_6f_8^* + z(f_4f_8 + f_3f_7^*)];$$

$$b_2 = 2 \text{Im} [f_9f_9^* + yf_{11}f_2^* + xf_{12}f_3^* + z(f_{11}f_3 + f_{12}f_2^*)];$$

$$b_3 = 2 \text{Im} [f_{13}f_{13}^* + yf_{14}f_{10}^* + xf_{16}f_{17}^* + z(f_{14}f_{17} + f_{16}f_{16}^*)];$$

$$b_4 = \text{Im } B_1; \quad b_5 = -\text{Re } B_1;$$

$$B_1 = y(f_4f_{16}^* - f_7f_{14}^*) + f_{10}f_{13}^* - f_{10}f_{11}^* + x(f_3f_{17}^* - f_8f_{15}^*) + z(f_4f_{17}^* + f_6f_{16}^* - f_7f_{16}^* - f_8f_{14}^*);$$

$$b_6 = \text{Im } B_2; \quad b_7 = \text{Re } B_2;$$

$$B_2 = -y(f_2f_4^* + f_{11}f_7^*) + f_3f_{10}^* + f_3f_1^* - x(f_3f_3^* + f_{12}f_3^*) - z(f_{12}f_7^* + f_{11}f_8^* + f_3f_4^* + f_2f_5^*);$$

$$b_8 = \text{Im } B_3; \quad b_9 = \text{Re } B_3;$$

$$B_3 = -y(f_{14}^* + f_{11}^*) + f_{13}^* + f_{18}^* - x(f_{15}^* + f_{17}^*) - \\ - z(f_{15}^* + f_{14}^* + f_{17}^* + f_{16}^*);$$

$$b_{10} = \text{Im } B_4; \quad b_{11} = \text{Re } B_4;$$

$$B_4 = y(f_{11}^* - f_{17}^*) + x(f_{12}^* - f_{18}^*) + f_{11}^* - f_{19}^* + z(f_{11}^* + \\ + f_{12}^* - f_{17}^* - f_{18}^*);$$

$$b_{12} = \text{Im } B_5; \quad b_{13} = \text{Re } B_5;$$

$$B_5 = y(f_{11}^* - f_{16}^*) + x(f_{12}^* - f_{17}^*) + f_{13}^* - f_{18}^* + \\ + z(f_{12}^* + f_{11}^* - f_{16}^* - f_{17}^*);$$

Постановка эксперимента, когда измеряется поляризация протонов при условии, что мишень поляризована ${}^3\text{He}(e, e'p)d$, рассмотрена в приложении. Там же приведены выражения для коэффициентов передачи поляризации типа ${}^3\text{He} \rightarrow p$ в терминах скалярных амплитуд процесса $\gamma^* + {}^3\text{He} \rightarrow p + d$.

6. Таким образом, полученные в статье результаты относительно структуры ДС (отвечающих различным постановкам эксперимента) и поляризационных наблюдаемых процесса $e^- + {}^3\text{He} \rightarrow e^- + p + d$ имеют самый общий характер и не связаны с конкретным механизмом реакции. Они справедливы для однофотонного механизма с учетом того факта, что электромагнитное взаимодействие адронов инвариантно относительно пространственных отражений. Общий характер полученных результатов обусловлен тем, что при их выводе использовано только сохранение электромагнитного тока адронов и то обстоятельство, что спин фотона равен единице, а ядра гелия и дейтрона обладают определенными значениями спина и четности.

Приложение. Рассмотрим постановку эксперимента, когда в конечном состоянии реакции измеряется поляризация протонов при условии, что мишень поляризована, ${}^3\text{He}(e, e'p)d$. Зависимость вектора поляризации протона от поляризованного состояния мишени в этом случае определяется тензором

$$\vec{P}_{ij}(s) = \frac{1}{4} \text{Sp } \vec{F}_i \vec{s} \vec{F}_j^*, \quad (\text{П } 1)$$

причем этот тензор может быть представлен в виде

$$\vec{P}_{ij}(s) = \vec{m} P_{ij}^{(m)}(s) + \vec{n} P_{ij}^{(n)}(s) + \vec{k} P_{ij}^{(k)}(s);$$

$$P_{ij}^{(m)}(s) = \vec{s} \cdot \vec{n} A_{ij}(C_{1-4}) + \vec{s} \cdot \vec{m} S_{ij}(C_{3-9}) + \vec{s} \cdot \vec{k} S_{ij}(C_{10-14}); \quad (\text{П } 2)$$

$$P_{ij}^{(k)}(s) = \vec{s} \cdot \vec{n} A_{ij}(C_{15-18}) + \vec{s} \cdot \vec{m} S_{ij}(C_{19-23}) + \vec{s} \cdot \vec{k} \hat{S}_{ij}(C_{24-28});$$

$$P_{ij}^{(n)}(s) = \vec{s} \cdot \vec{n} S_{ij}(C_{29-33}) + \vec{s} \cdot \vec{m} A_{ij}(C_{34-37}) + \vec{s} \cdot \vec{k} \hat{A}_{ij}(C_{38-41}).$$

Таким образом, коэффициенты передачи поляризации типа ${}^3\text{He}-p$ определяются 41 СФ $C_i (i=1, \dots, 41)$. В терминах скалярных амплитуд f_i процесса $\gamma^* + {}^3\text{He} \rightarrow p + d$ эти СФ имеют следующий вид:

$$C_1 = \frac{1}{2} \text{Re } D_1; \quad C_2 = \frac{1}{2} \text{Im } D_1; \quad C_3 = \frac{1}{2} \text{Re } D_2; \quad C_4 = \frac{1}{2} \text{Im } D_2;$$

$$D_1 = x(f_5 f_{12}^* - f_8 f_3^*) + y(f_4 f_{11}^* - f_7 f_2^*) + f_{10} f_6^* - f_1 f_9^* + \\ + z(f_1 f_{12}^* + f_5 f_{11}^* - f_7 f_3^* - f_8 f_2^*);$$

$$D_2 = x(f_{15} f_{12}^* - f_{17} f_3^*) + y(f_{14} f_{11}^* - f_{16} f_2^*) + f_{18} f_6^* - f_{13} f_9^* + \\ + z(f_{14} f_{12}^* + f_{15} f_{11}^* - f_{16} f_3^* - f_{17} f_2^*);$$

$$C_5 = \frac{1}{2} x(|f_5|^2 - |f_8|^2) + \frac{1}{2} y(|f_4|^2 - |f_7|^2) + \frac{1}{2} |f_{11}|^2 - \\ - \frac{1}{2} |f_{10}|^2 + z \text{Re}(f_4 f_5^* - f_7 f_8^*);$$

$$C_6 = \frac{1}{2} x(|f_5|^2 - |f_{12}|^2) + \frac{1}{2} y(|f_4|^2 - |f_{11}|^2) + \frac{1}{2} |f_{11}|^2 - \\ - \frac{1}{2} |f_9|^2 + z \text{Re}(f_2 f_3^* - f_{11} f_{12}^*);$$

$$C_7 = \frac{1}{2} x(|f_{15}|^2 - |f_{17}|^2) + \frac{1}{2} y(|f_{14}|^2 - |f_{16}|^2) + \\ + \frac{1}{2} |f_{13}|^2 - \frac{1}{2} |f_{18}|^2 + z \text{Re}(f_{14} f_{15}^* - f_{16} f_{17}^*);$$

$$C_8 = \frac{1}{2} \text{Re } D_3; \quad C_9 = \frac{1}{2} \text{Im } D_3;$$

$$D_3 = x(f_5 f_{15}^* - f_8 f_{17}^*) + y(f_4 f_{14}^* - f_7 f_{16}^*) + f_1 f_{13}^* - f_{10} f_{18}^* + \\ + z(f_5 f_{11}^* + f_4 f_{15}^* - f_8 f_{16}^* - f_7 f_{17}^*);$$

$$C_{10} = \text{Re}[f_1 f_{10}^* + x f_5 f_8^* + y f_4 f_7^* + z(f_6 f_7^* + f_4 f_9^*)];$$

$$C_{11} = \text{Re}[f_6 f_9^* + x f_3 f_{12}^* + y f_4 f_{11}^* + z(f_2 f_{12}^* + f_3 f_{11}^*)];$$

$$C_{12} = \operatorname{Re} [f_{13}f_{16}^* + xf_{15}f_{17}^* + yf_{14}f_{16}^* + z(f_{15}f_{16}^* + f_{14}f_{17}^*)];$$

$$C_{13} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} D_4; \quad C_{14} = \frac{1}{2} \operatorname{Im} D_4;$$

$$D_4 = x(f_3f_{16}^* + f_5f_{17}^*) + y(f_4f_{16}^* + f_7f_{14}^*) + f_{10}f_{13}^* + f_{11}f_{18}^* + z(f_5f_{16}^* + f_4f_{17}^* + f_8f_{14}^* + f_7f_{15}^*);$$

$$C_{15} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} D_5; \quad C_{16} = \frac{1}{2} \operatorname{Im} D_5; \quad C_{17} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} D_6; \quad C_{18} = \frac{1}{2} \operatorname{Im} D_6;$$

$$D_5 = x(f_3f_{12}^* + f_5f_3^*) + y(f_7f_{11}^* + f_4f_2^*) + f_{10}f_9^* + f_{11}f_6^* + z(f_4f_3^* + f_5f_2^* + f_7f_{12}^* + f_8f_{11}^*);$$

$$D_6 = x(f_{13}f_3^* + f_{17}f_{12}^*) + y(f_{16}f_{11}^* + f_{14}f_2^*) + f_{18}f_9^* + f_{13}f_6^* + z(f_{14}f_3^* + f_{15}f_2^* + f_{10}f_2^* + f_{17}f_{11}^*);$$

$$C_{19} = \operatorname{Re} [-f_1f_{10}^* + xf_5f_8^* + yf_4f_7^* + z(f_5f_7^* + f_4f_9^*)];$$

$$C_{20} = \operatorname{Re} [f_6f_9^* - xf_8f_{12}^* - yf_2f_{11}^* - z(f_3f_{11}^* + f_2f_{12}^*)];$$

$$C_{21} = \operatorname{Re} [-f_{13}f_{16}^* + xf_{15}f_{17}^* + yf_{14}f_{16}^* + z(f_{15}f_{16}^* + f_{14}f_{17}^*)];$$

$$C_{22} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} D_7; \quad C_{23} = \frac{1}{2} \operatorname{Im} D_7;$$

$$D_7 = x(f_5f_{17}^* + f_8f_{15}^*) + y(f_4f_{16}^* + f_7f_{14}^*) - f_{11}f_{18}^* - f_{10}f_{13}^* + z(f_5f_{16}^* + f_4f_{17}^* + f_8f_{14}^* + f_7f_{15}^*);$$

$$C_{24} = \frac{1}{2} x(|f_3|^2 - |f_5|^2) + \frac{1}{2} y(|f_7|^2 - |f_4|^2) + \frac{1}{2} |f_{11}|^2 - \frac{1}{2} |f_{10}|^2 + z \operatorname{Re} (f_7f_8^* - f_4f_3^*);$$

$$C_{25} = \frac{1}{2} x(|f_3|^2 - |f_{13}|^2) + \frac{1}{2} y(|f_2|^2 - |f_{11}|^2) + \frac{1}{2} |f_6|^2 - \frac{1}{2} |f_9|^2 + z \operatorname{Re} (f_2f_3^* - f_{11}f_{12}^*);$$

$$C_{26} = \frac{1}{2} x(|f_{17}|^2 - |f_{15}|^2) + \frac{1}{2} y(|f_{11}|^2 - |f_{14}|^2) + \frac{1}{2} |f_{13}|^2 - \frac{1}{2} |f_{16}|^2 + z \operatorname{Re} (f_{15}f_{17}^* - f_{14}f_{16}^*);$$

$$C_{27} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} D_8; \quad C_{28} = \frac{1}{2} \operatorname{Im} D_8;$$

$$D_8 = x(f_9 f_{17}^* - f_5 f_{15}^*) + y(f_7 f_{16} - f_4 f_{14}^*) + f_1 f_{13} - f_{10} f_{12}^* + \\ + z(f_8 f_{16}^* + f_7 f_{17}^* - f_5 f_{14}^* - f_4 f_{15}^*);$$

$$C_{29} = -\frac{1}{2} x(|f_6|^2 + |f_8|^2) - \frac{1}{2} y(|f_4|^2 + |f_7|^2) + \frac{1}{2} |f_1|^2 + \\ + \frac{1}{2} (f_{10} f_{12}^* - z \operatorname{Re}(f_4 f_6^* + f_7 f_8^*));$$

$$C_{30} = \frac{1}{2} x(|f_9|^2 + |f_{12}|^2) + \frac{1}{2} y(|f_2|^2 + |f_{11}|^2) - \frac{1}{2} |f_6|^2 - \\ - \frac{1}{2} |f_8|^2 + z \operatorname{Re}(f_2 f_9^* + f_{11} f_{12}^*);$$

$$C_{31} = -\frac{1}{2} x(|f_{15}|^2 + |f_{17}|^2) - \frac{1}{2} y(|f_{14}|^2 + |f_{16}|^2) + \frac{1}{2} |f_{13}|^2 + \\ + \frac{1}{2} |f_{18}|^2 - z \operatorname{Re}(f_{14} f_{15}^* + f_{16} f_{17}^*);$$

$$C_{32} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} D_9; \quad C_{33} = \frac{1}{2} \operatorname{Im} D_9;$$

$$D_9 = -x(f_9 f_{17}^* + f_5 f_{15}^*) - y(f_4 f_{14}^* + f_7 f_{16}^*) + f_{13} f_{13}^* + f_{10} f_{12}^* - \\ - z(f_5 f_{14}^* + f_8 f_{16}^* + f_4 f_{15}^* + f_7 f_{17}^*);$$

$$C_{34} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} D_{10}; \quad C_{35} = \frac{1}{2} \operatorname{Im} D_{10};$$

$$C_{36} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} D_{11}; \quad C_{37} = \frac{1}{2} \operatorname{Im} D_{11};$$

$$D_{10} = x(f_6 f_3^* + f_5 f_{12}^*) + y(f_4 f_{11}^* + f_7 f_2^*) + f_{10} f_6^* + f_1 f_9^* + \\ + z(f_8 f_2^* + f_4 f_{12}^* + f_5 f_{11}^* + f_7 f_3^*);$$

$$D_{11} = x(f_{17} f_3^* + f_{15} f_{12}^*) + y(f_{16} f_2^* + f_{14} f_{11}^*) + f_{13} f_9^* + f_{10} f_6^* + \\ + z(f_{14} f_{12}^* + f_{15} f_{11}^* + f_{16} f_3^* + f_{17} f_2^*);$$

$$C_{38} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} D_{12}; \quad C_{39} = \frac{1}{2} \operatorname{Im} D_{12}; \quad C_{40} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} D_{13};$$

$$C_{41} = \frac{1}{2} \operatorname{Im} D_{13};$$

$$D_{12} = x(f_5 f_{12}^* - f_5 f_3^*) + y(f_7 f_{11}^* - f_4 f_2^*) + f_{10} f_9^* - f_1 f_3^* + z(f_7 f_{12}^* + f_8 f_{11}^* - f_4 f_3^* - f_5 f_2^*);$$

$$D_{13} = x(f_{17} f_{12}^* - f_{15} f_3^*) + y(f_{10} f_{11}^* - f_{14} f_2^*) + f_{18} f_9^* - f_{13} f_6^* + z(f_{10} f_{12}^* + f_{17} f_{11}^* - f_{14} f_3^* - f_{15} f_2^*).$$

- Список литературы: 1. *Platchov S.* Study of few-nucleon systems with electromagnetic probes//Nucl. Phys. 1985. A 446, No 1, 2. P. 151—172. 2. *Frois G.* Electron scattering and few nucleon system//Nucl. Phys. 1984. A 416, No 1, P. 583—604. 3. *Magnetic Form factor of ^3He* //J. M. Cavendon, B. Frois, D. Gaulte et. al.//Phys. Rev. Lett. 1982. 49, N 14. P. 986—989. 4. *Deep inelastic electron scattering on light nuclei* //P. Barrean, E. Bernheim, P. Bradu et. al.//Gzech. J. Phys. 1986. B36, No 2. P. 296—299. 5. *О кварковой структуре ранних ядер* //Г. Г. Неудачин, И. Т. Обуховский, Ю. Ф. Смирнов, Е. В. Таала//Ядер. физика. 1983. 37, № 5. С. 1123—1133. 6. *Буров В. В., Луквица В. К.* Многокварковые системы в ^3He и ^3H и упругое рассеяние электронов при больших переданных импульсах. Дубна, 1986. 19 с. (Препринт ОИЯИ P2—86—337). 7. *Поиск трехбарных резонансов в спектре масс системы pp в реакции $pp \rightarrow ppn$ при $p_i = 2,5$ ГэВ/с. А.* В. Блинов, И. А. Ванюшин, И. Д. Войтенко и др.//Письма в Журн. эксперим.-теорет. физики. 1980. 32, № 8. С. 538—542. 8. *Кондратьев Л. А., Лев Ф. М., Шевченко Л. В.* Нуклон-дейтронное рассеяние на большие углы и трехбарные резонансы//Ядер. физика, 1981. 33, № 5. С. 1208—1223. 9. *Sasakawa T., Fukunaga A., Ishikawa S.* Effect of tree-body force on form factors.//Czech. J. Phys. 1986. V. 36, No 2. P. 312—313. 10. *Sick I.* Trends in experimental few body physics.//Nucl. Phys. 1984. A 416, No 1—3. P. 605—612. 11. *Макаров М. М.* Дибарные резонансы//Успехи физ. наук. 1982. 136, № 2. 185—214. 12. *Stanford. Nuclear physics at SLAC/CERN COURIER* 1983 23, No 10. P. 424—425. 13. *Drechsel D.* Coincidence program planned at Mainz. Dубна. 1983. 19 p. (Mainz preprint, МКРП-Т/83—2). 14. *Simmons J. E.* Few-body experiments with polarized beams and polarized targets//Nucl. Phys. 1984. A 416, No 1—3. P. 553—564. 15. $^3\text{He}(p, p)^3\text{He}$ analyzing powers between 25 and 35 MeV//Mc R. N. Camis, P. J. J. Verheijen, W. T. H. Van Oers. et. al.//Phys. Rev. C. 1985. 31, No 5. P. 1651—1655. 16. *Fabrizi F. L., Picozza P., Schaert S.* Two-body photodisintegration of ^3He with linearly polarized gamma-rays.//Letter novici Sim. 1972. 3, No 2, P. 63—65. 17. *Исследование асимметрии сечений в реакции $\gamma^* \text{He} \rightarrow p d$ с линейно-поляризованными фотонами* //А. А. Беляев, В. А. Гетьман, В. Г. Горбенко и др.//Письма в журн. эксперим.-теорет. физики. 1984. 40, № 10. С. 448—450. 18. *Исследование асимметрии сечений при двухчастичном фоторасщеплении ядер гелия линейно-поляризованными фотонами* //А. А. Беляев, Е. А. Винокуров, В. И. Воложук и др.//ВАНИТ. Сер. Общ. и ядер. физика. 1986. Вып. 1(34). С. 69—75. 19. *Сорокин П. В.* Фоторасщепление малонуклонных систем при средних энергиях (поляризацонные эксперименты)//Тр. VI семинара. Электромангнит взаимодействия ядер при малых и средних энергиях. М., 1984. С. 228—240. 20. *Blankleider B., Woloshyn R. M.* Quasi-elastic scattering of polarized electrons on polarized electrons on polarized ^3He //Phys. Rev. C. 1984. 29, No 2. P. 538—552. 21. *Козловский И. В., Маллерж Е. М., Тартаковский В. К.* Эффекты структуры и явления поляризации в процессах электрорасщепления малонуклонных ядер//Физика многочастичных систем. 1984. Вып. 5. С. 88—84. 22. *Рекало М. П.* Поляризацонные явления в реакции $e^- + ^3\text{He} \rightarrow e^- + p + d$ //ВАНИТ. Сер. Общ. и ядер. физика. 1983. Вып. 1(22). С. 55—57. 23. *Рекало М. П., Галх Г. И., Рекало А. П.* Общая структура поляризацонных характеристик электрорасщепления дейтрона//Укр. физ. журн. 1983. 28, № 9. С. 1313—1318. 24. *Рекало М. П., Галх Г. И., Рекало А. П.* Р-нечетные эффекты в электрорасщеплении дейтрона $e^- + d \rightarrow e^- + p + n$ //Укр. физ. журн. 1983. 28, № 4. С. 481—487. 25. *Кулиш Ю. В.* Поляризацонные явления в реакции $\gamma + ^3\text{He} \rightarrow p + d$ //Укр. физ. журн. 1985. 30, № 4. С. 493—498. 26. *Ахизер А. И., Рекало М. П.* Кер-

реляции поляризации в радиационном захвате нуклонов дейтронами: $n+d \rightarrow {}^3\text{H} + \gamma$ и $p+d \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$ // Докл. АН СССР. 1986. 288, № 1. С. 100—104.
 27. Kim C. W., Primakoff H. Nuclei as elementary particles in weak and electromagnetic processes//Mesons in nuclei. Amsterdam; London, 1979. I. P. 69—105. 28. Рекало М. П. Поляризаационные эффекты при взаимодействии электронов с ядрами (Обзор)//Укр. физ. журн. 1986. 31, № 4. С. 491—501.
 29. Рекало М. П., Гак Г. И., Рекало А. П. Корреляция поляризации в реакции $d(e, e'p)$ и с учетом P -нечетных ядерных сил// Пробл. ядер. физики и космич. лучей. 1983. 19. С. 37—51. 30. Ахизер А. И., Рекало М. П. Электродинамика адронов. К., 1977. 495 с. 31. Немец О. Ф., Ясногородский А. М. Поляризаационные исследования в ядерной физике. К., 1980. 350 с. 32. Рекало М. П., Гак Г. И., Рекало А. П. Общая структура поляризаационного состояния нуклона, образующегося в реакции//Пробл. ядер. физики и космич. лучей. 1984. 22. С. 28—36.

Поступила в редакцию 08.04.87

SUMMARY

The general analysis of the polarization phenomena was carried out for the process of the two-particle electrodisintegration of the helium nucleus: $e+{}^3\text{He} \rightarrow e'+p+d$. The analysis has been done in the framework of the approach named nuclei as elementary particles.

For the reaction under consideration we study the following experimental conditions: polarized target, the measuring of the proton polarization, the measuring of proton polarization when target is polarized. All these polarization phenomena considered both for the case of the nonpolarized and longitudinally polarized electron beam. The fulfilled analysis does not depend on the specific dynamics of the considered process $e+{}^3\text{He} \rightarrow e'+p+d$, where is the virtual photon.

УДК 539.12

С. А. ДУПЛИН

НИЛЬПОТЕНТНАЯ МЕХАНИКА И СУПЕРСИММЕТРИЯ

Отдельные характерные свойства нильпотентных направлений, квадрат орта которых равен нулю ($e^2=0$), применяются в различных областях. Так, четные элементы супермногообразий [1] состоят из двух частей: обычной (*body*), которая вообще не содержит генераторов грасмановой алгебры, и нильпотентной (*soul*), содержащей четное их число. Однако, если наложить достаточно жесткие требования на поведение суперполей, например глобальную компактность и точное слоение (*nice foliation* [2]), то суперполя не будут зависеть от *soul*-координат, т. е. в нильпотентных направлениях они постоянны. Подобное ограничение было приведено ранее [3]. Возможно это одна из причин, по которой нильпотентные направления не рассматривались конкретно в применении к суперсимметричным моделям. Исключение составляют работы [4, 5] о роли нильпотентных направлений при получении правил суперВКБ кванто-

вания и нахождении инстантонных решений в суперсимметричной квантовой механике. Неявно свойства нильпотентных направлений использованы при интегрировании суперсимметричных уравнений Эйнштейна [6], а также при исследовании аномалий в двумерной суперсимметричной квантовой механике [7]. И наконец, отметим связь нильпотентности с нестандартным анализом на гипердействительных числах [8] и с возможностями построения реалистичных моделей на неархимедовых r -адических числовых полях [9, 10].

Изучим на примере одномерной классической механики характерные свойства, тонкости и трудности построения теории, содержащей нильпотентные направления. На данном этапе мы не уточняем природу их, а просто предполагаем возможность существования. Полученные выражения применяются для построения гамильтониана суперсимметричной квантовой механики.

Лагранжева нильпотентная механика В нильпотентной одномерной механике траектория определяется двумя независимыми функциями $x = x_0(t) + \epsilon x_N(t)$, $\epsilon^2 = 0$. Если $U(x) = U_0(x) + \epsilon U_N(x)$ — потенциальная энергия, то лагранжиан равен

$$L = L_0 + \epsilon L_N = \frac{\dot{x}^2}{2} - U(x);$$

$$L_0 = \frac{\dot{x}_0^2}{2} - U_0(x_0); \quad (1)$$

$$L_N = \dot{x}_0 \dot{x}_N - x_N U'_0(x_0) - U_N(x_0).$$

Видно, что система описывается двумя лагранжианами, причем $L_0(x_0, \dot{x}_0)$ — обычный лагранжиан, отвечающий одномерному движению, а $L_N(x_0, x_N, \dot{x}_0, \dot{x}_N)$ — нильпотентный лагранжиан, соответствующий двум степеням свободы как обычной координаты, так и нильпотентной x_N . Обратим внимание на случай просто двух измерений, когда лагранжиан один, а координаты — две. Тогда бы имелось два обобщенных импульса и два уравнения движения из одного обычного лагранжиана. В нильпотентной механике ситуация иная. На первый взгляд в системе определено три обобщенных импульса

$$p_0 = \frac{\partial L_0}{\partial \dot{x}_0} = \dot{x}_0, \quad p_1 = \frac{\partial L_N}{\partial \dot{x}_0} = \dot{x}_N, \quad p_2 = \frac{\partial L_N}{\partial \dot{x}_N} = \dot{x}_0. \quad (2)$$

Но равенство импульсов p_0 и p_2 не является случайным. Это следствие нильпотентности.

Уравнения движения двух лагранжианов (1) имеют вид

$$\dot{p}_0 = -\frac{\partial L_0}{\partial x_0} = -U'_0(x_0);$$

$$\dot{p}_1 = \frac{\partial L_N}{\partial x_0} = -x_N U'_0(x_0) - U'_N(x_0); \quad (3)$$

$$\dot{p}_2 = \frac{\partial L_N}{\partial x_N} = -U'_0(x_0).$$

Как и следовало ожидать, уравнения для импульсов p_0 и p_2 совпадают. Поэтому можно предположить, что нильпотентный лагранжиан L_N полностью описывает динамику нильпотентной системы в двух направлениях, а L_0 — только в обычном направлении, и тогда L_N дает два уравнения движения

$$\ddot{x}_0 + U''_0(x_0) = 0; \quad \ddot{x}_N + x_N U''_0(x_0) + U''_N(x_0) = 0. \quad (4)$$

Здесь наблюдается явная аналогия с двумерным случаем — два независимых импульса и два уравнения движения. Но это получено нестандартным путем.

При нахождении интегралов движения, например, энергии, без лагранжиана L_0 уже нельзя обойтись. Каждый из них соответствует своему интегралу

$$x_0 \frac{\partial L_0}{\partial x_0} - L_0 = \frac{x_0^2}{2} + U_0(x_0) = E_0; \quad (5)$$

$$x_0 \frac{\partial L_N}{\partial x_0} + x_N \frac{\partial L_N}{\partial x_N} - L_N = x_0 x_N + x_N U'_0(x_0) + U_N(x_0) = E_N,$$

где E_N — нильпотентная энергия, возникшая из-за появления новой степени свободы x_N .

Первое уравнение интегрируется, как и в обычной механике. Во втором уравнении от производных по времени переходим к производным по x_0 . Тогда получаем

$$2(E_0 - U_0) x'_N + U'_0 x_N = E_N - U_N. \quad (6)$$

Здесь интересны два типа точек поворота. При $E_0 = U_0$, $x_N = (E_N - U_N)/U'_0$, а при $E_N = U_N$, $x_N = C\sqrt{E_0 - U_0}$ (C — константа интегрирования). Если одновременно $E_0 = U_0$ и $E_N = U_N$, то $x_N = 0$. Решение уравнения движения для x_N можно получить в квадратурах

$$x_N = \frac{1}{2} \sqrt{E_0 - U_0} \int \frac{E_N - U_N}{(E_0 - U_0)^{3/2}} + C\sqrt{E_0 - U_0}. \quad (7)$$

Последнее слагаемое в этом выражении убирается с помощью сдвигов времени в нильпотентном направлении. Поэтому в дальнейшем будем полагать $C=0$. После исключения скоростей из уравнений движения лагранжианы L_0 и L_N примут вид

$$L_0 = E_0 - 2U_0;$$

$$L_N = E_N - 2U_N - U_0' \sqrt{E_0 - U_0} \int dx_0 \frac{E_N - U_N}{(E_0 - U_0)^{3/2}}. \quad (8)$$

Явная зависимость $x_N(x_0)$, полученная в (7), не означает уменьшение числа степеней свободы, а обусловлена выбранным способом решения системы уравнений движения.

Если обычная энергия равна нулю $E_0 = 0$, то уравнение движения (5) в евклидовом времени описывает аналог инстантонов — нильпотоны. Решение для x_N в этом случае

$$x_N = -\frac{1}{2} \sqrt{U_0} \int dx_0 \frac{E_N - U_N}{U_0^{3/2}}. \quad (9)$$

Попытки гамильтонизации лагранжиана (1) как целого не приводят к успеху. Если идти стандартным путем, то лагранжиан описывает систему со связями первого рода, поскольку гессиан $|d^2L/dx_i dx_j| = -e^2 = 0$ [11]. Гамильтониан, построенный по обычным правилам [11], хотя и дает все уравнения движения, но содержит произвольную функцию времени $x_N(t)$ как множитель Лагранжа перед связью, которую с помощью коммутации связи и гамильтониана не удастся определить в силу опять же нильпотентности, дающей тождественное зануление этих коммутаторов. Поэтому вернемся к преобразованию Лежандра кривых, заданных в нильпотентном линейном пространстве.

Нильпотентное преобразование Лежандра. Пусть в нильпотентном пространстве задана функция $y = f(x) + e\varphi(x)$, $x = x_0 + e x_N$. Тогда

$$y = y_0 + e y_N; \quad y_0 = f(x_0); \quad y_N = x_N f'(x_0) + \varphi(x_0). \quad (10)$$

Будем строить преобразование Лежандра для двух функций y_0 и y_N , учитывая, что $y_N(x_0, x_N)$ — функция двух переменных [12]:

$$g_0(p_0) = p_0 x_0 - y_0; \quad g_N(p, p_2) = p_1 x_0 + p_2 x_N - y_N. \quad (11)$$

где параметры p_0, p_1, p_2 определяются из условия максимума g_0 и g_N , рассматриваемых как функции x_0 и x_N , т. е.

$$p_0 = \frac{\partial y_0}{\partial x_0} = f'(x_0); \quad p_1 = \frac{\partial y_N}{\partial x_0} = x_N f'(x_0) + \varphi'(x_0);$$

$$p_2 = \frac{\partial y_N}{\partial x_N} = f'(x_0). \quad (12)$$

Тождественное совпадение p_0 и p_2 — следствие нильпотентности, а точнее нильпотентной аналитичности ($\partial y_0 / \partial x_N = 0$, $\partial y_0 / \partial x_0 = \partial y_N / \partial x_N$), являющейся частным случаем су-

пердифференцируемости при соответствующем выборе образующих [13]. Окончательно нильпотентное преобразование Лежандра имеет вид

$$\begin{aligned} g &= g_0 + e g_N; \\ g_0(p_0) &= p_0 x_0(p_0) - f(x_0(p_0)); \\ g_N(p_1, p_0) &= p_1 x_0(p_0) - \varphi(x_0(p_0)), \end{aligned} \quad (13)$$

где функция $x_0(p_0)$ определяется из первого уравнения в (12).

Нильпотентная гамильтонова механика. Применяя преобразование Лежандра к лагранжианам L_0 и L_N (1) в отдельности, получим

$$\begin{aligned} H &= H_0 + e H_N; \\ H_0(x_0, p_0) &= p_0 x_0 - L_0 = \frac{p_0^2}{2} + U_0(x_0); \\ H_N(x_0, x_N, p_1, p_2) &= p_1 x_0 + p_2 x_N - L_N = p_1 p_2 + x_N U'_0(x_0) + \\ &+ U_N(x_0), \quad p_2 = p_0. \end{aligned} \quad (14)$$

Гамильтоновы уравнения движения следующие:

$$\begin{aligned} \dot{x}_0 &= \frac{\partial H_0}{\partial p_0}; & \dot{x}_0 &= \frac{\partial H_N}{\partial p_1}; & \dot{x}_N &= \frac{\partial H_N}{\partial p_2}; \\ p_0 &= -\frac{\partial H_0}{\partial x_0}; & p_1 &= -\frac{\partial H_N}{\partial x_0}; & p_2 &= -\frac{\partial H_N}{\partial x_N}. \end{aligned} \quad (15)$$

При этом первые уравнения в каждой паре дают определение скорости, второе уравнение для H_0 и четвертое для H_N совпадают между собой и с первым уравнением в (4). Второе уравнение для H_N совпадает со вторым в (4). Как и ранее, нильпотентный гамильтониан H_N описывает движение всей системы. Изоэнергетические гиперповерхности находят по формулам

$$H_0(x_0, p_0) = E_0; \quad H_N(x_0, x_N, p_1, p_0) = E_N, \quad (16)$$

где E_0 и E_N совпадают с введенными в (5).

Отсюда следует, что в нильпотентной механике имеется два вида скобок Пуассона—обычная скобка и нильпотентная

$$\begin{aligned} \{A, B\}_0 &= \frac{\partial A}{\partial x_0} \frac{\partial B}{\partial p_0} - \frac{\partial A}{\partial p_0} \frac{\partial B}{\partial x_0}; \\ \{A, B\}_N &= \frac{\partial A}{\partial x_0} \frac{\partial B}{\partial p_1} - \frac{\partial A}{\partial p_1} \frac{\partial B}{\partial x_0} + \frac{\partial A}{\partial x_N} \frac{\partial B}{\partial p_0} - \frac{\partial A}{\partial p_0} \frac{\partial B}{\partial x_N}. \end{aligned} \quad (17)$$

Отметим необычную сопряженность координат и импульсов в нильпотентной скобке Пуассона $x_0 \leftrightarrow p_1$, $x_N \leftrightarrow p_0$. Нагляднее разница между скобками Пуассона видна после записи их в матричном виде

$$\{A, B\} = \omega^{ij} \frac{\partial A}{\partial x_i} \frac{\partial B}{\partial x_j}; \quad (18)$$

$$\omega_0^{ij} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix};$$

$$\omega_N^{ij} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

где $x_i = (x_0, x_N, p_1, p_0)$.

Наличие двух скобок Пуассона в нильпотентной механике свидетельствует о возможности существования двух разных типов квантований одновременно с константами \hbar_0 и \hbar_N . При этом каждому гамильтониану H_0 и H_N соответствует свой тип квантования со своей константой.

Уравнения Гамильтона — Якоби. Третий способ описания состояния механической системы — с помощью главной функции Гамильтона (действия)

$$S(t_1, t_2, x_1, x_2) = \int_{t_1}^{t_2} dt L(x, \dot{x}). \quad (19)$$

Тогда

$$S = S_0 + \epsilon S_N;$$

$$p_0 = \frac{\partial S_0}{\partial x_0}; \quad p_1 = \frac{\partial S_N}{\partial x_1}; \quad p_2 = \frac{\partial S_N}{\partial x_N} = p_0. \quad (20)$$

Уравнения Гамильтона—Якоби для S_0 и S_N имеют вид

$$\frac{\partial S_0}{\partial t} + H_0\left(x_0, \frac{\partial S_0}{\partial x_0}\right) = 0; \quad (21)$$

$$\frac{\partial S_N}{\partial t} + N_N\left(x_0, x_N, \frac{\partial S_0}{\partial x_0}, \frac{\partial S_0}{\partial x_N}\right) = 0.$$

Воспользовавшись (14), получим

$$\frac{\partial S_0}{\partial t} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial S_0}{\partial x_0} \right)^2 + U_0(x_0) = 0;$$

$$\frac{\partial S_N}{\partial t} + \frac{\partial S_N}{\partial x_0} \frac{\partial S_N}{\partial x_N} + x_N U'_0(x_0) + U_N(x_0) = 0.$$

Если гамильтониан системы не зависит явно от времени, что имеет место в нашем случае, число независимых переменных может быть уменьшено, если положить

$$S_0 = -E_0 t + W_0(x_0, p_0); \quad (23)$$

$$S_N = -E_N t + W_N(x_0, x_N, p_0, p_N),$$

где E_0 и E_N определены в (5), а W_0 и W_N — производящие функции, которые удовлетворяют уравнениям Гамильтона—Якоби без времени

$$\frac{1}{2} \left(\frac{\partial W_0}{\partial x_0} \right)^2 + U_0(x_0) = E_0; \quad (24)$$

$$\frac{\partial W_N}{\partial x_0} \frac{\partial W_N}{\partial x_N} + x_N U'_0(x_0) + U_N(x_0) = E_N.$$

Интегрирование уравнений Гамильтона—Якоби существенно упрощается, если удастся произвести разделение переменных.

Суперсимметричная механика. Большинство из полученных выражений описывают четный (или бозонный) сектор $N=1$ суперсимметричной механики [14], если произвести замену $e \rightarrow \psi$, где ψ — фермионная компонента скалярного супермультиплетта, а x — его бозонная компонента. Сравнение лагранжиана суперсимметричной механики с (1) приводит к следующим формулам для потенциалов:

$$U_0 = w^2/2; \quad U_N = -w'. \quad (25)$$

где $w = V(x_0)$; $V(x_0)$ — суперпотенциал [14]. Тогда выражения для нильпотентной координаты в обычном и евклидовом времени принимают вид

$$x_N = \frac{w}{2E_0} + E_N \sqrt{2E_0 - w^2} \int dx_0 \frac{1}{(2E_0 - w^2)^{3/2}}; \quad (26)$$

$$x_N = \frac{1}{2w} - E_N \int \frac{\partial x_0}{w^3}.$$

Лагранжианы L_0 и L_N в обычном и евклидовом случае определяются формулами

$$L_0 = E_0 - w^2; \quad (27)$$

$$L_N = w' \left(1 - \frac{w^2}{E_0} \right) + w' E_N w \sqrt{2E_0 - w^2} \int \frac{dx_0}{(2E_0 - w^2)^{3/2}};$$

$$L_0 = \omega^2;$$

$$L_N = -E_N \left(1 + 2\omega' \omega^2 \int \frac{dx_0}{\omega^3} \right).$$

Отметим равенство нулю нильпотентной части лагранжиана для нильпотентов в евклидовом времени [5] (при $E_N = 0$).

Оказывается, на нильпотентную энергию E_N можно наложить условие, похожее на «квантование». В обычном времени это такое условие, чтобы в точках возврата ($\dot{x}_0 = 0$) траектория не уходила в нильпотентную бесконечность. В евклидовом времени x_N должно быть конечным в точках максимума потенциала, т. е. начала и конца движения. Сравнивая (6) и (23), можно заметить, что это достигается при $E_N = -\omega'(x_1) = -\omega'(x_2)$, где $x_{1,2}$ — точки возврата или максимума. Возможность квантования E_N и конечности x_N выделяет потенциалы, спонтанно не нарушающие суперсимметрию, т. е. $\omega(x_0(+\infty)) = -\omega(x_0(-\infty))$ [14].

Гамильтониан суперсимметричной нильпотентной механики с учетом (14) можно представить в следующем виде:

$$H_{SUSY} = \frac{p_2^2}{2} + \frac{\omega^2}{2} + \psi \bar{\psi} [p_0 p_1 + x_N \omega \omega' - \omega']. \quad (28)$$

В статье [14] квадратные скобки содержат только последнее слагаемое. Квантование гамильтониана (28) будет проведено в отдельной работе.

Автор выражает благодарность Акулову В. П., Ангелико В. В., Вовне С. И., Паргаманнику Л. Э., Смильге А. В., Ходусову В. Д. и Чудакову В. Н. за плодотворные обсуждения.

Список литературы: 1. *Dewitt B. S. Supermanifolds.* Cambridge, 1984. 278 p. 2. *Rabin J. M., Crane L. Global properties of supermanifolds//Comm. math. phys.* 1985. 100, N 2. P. 141—160. 3. *Лейтес Д. А. Теория суперногообразий.* Петрозаводск, 1983. 139 с. 4. *Акулов В. П., Дулий С. А. Квазиклассическое квантование в суперсимметричной квантовой механике//Укр. физ. журн.* 1987. 32, № 10. С. 1577—1581. 5. *Акулов В. П. Новый класс решений бозон-фермионных систем//Укр. физ. журн.* 1986. 31, № 11. С. 1615—1618. 6. *Акулов В. П., Волоков Д. В. О суперсимметричных уравнениях в пространстве (1, 2)//Теория мат. физ.* 1980. 42, № 1. С. 18—22. 7. *Smilga A. V. SUSY anomaly in quantum-mechanical systems.* М., 1987. 8 p. (Preprint: ITEP N 25). 8. *Robinson A. Non-standard analysis.* Amsterdam, 1966. 375 p. 9. *Freund P. G. O., Olson M. P-adic dynamical systems.* Chicago, 1987. 24 p. (Preprint: EFI 87—53). 10. *Volovich I. V. Number theory as the ultimate physical theory.* Geneva, 1987. 19 p. (Preprint: CERN—TH. 4781/87). 11. *Дирак П. Принципы квантовой механики.* М., 1974. 431 с. 12. *Арнольд В. И. Математические методы классической механики.* М., 1974. 478 с. 13. *Владимиров В. С., Волович И. В. Суперанализ//Теория мат. физ.* 1984. 59, № 1. С. 3—27. 14. *Witten E. Spontaneously broken supersymmetry//Nucl. Phys.* 1981. В 188, N 3. P. 513—544.

Поступила в редколлегию 03.03.87

SUMMARY

Three formulations of the one dimensional nilpotent classical mechanics are given: Lagrange, Hamilton and Hamilton—Jacobi. The nilpotent part of the Lagrangian or Hamiltonian fully describes the nilpotent system. New nilpotent Poisson brackets are found with unusual coordinate—momentum correspondence. New constant of motion, the nilpotent energy, is introduced. Bosonic sector of SUSY mechanics is studied. Solutions for Euclidean time are also obtained. For nilpotent energy «quantization» conditions are found, one of which is absence of spontaneous supersymmetry breaking.

The Hamiltonian of SUSY mechanics is obtained which contains Witten Hamiltonian as a particular case.

МДК 523.752

В. И. ЛАПШИН, К. Н. СТЕПАНОВ, Е. А. ФЕДУТЕНКО

О НАГРЕВЕ ХРОМОСФЕРЫ СОЛНЦА КОНВЕКТИВНЫМИ КОЛЕБАНИЯМИ В ОБЛАСТЯХ СЛАБЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

Нагрев локальных областей солнечной атмосферы может быть обусловлен резонансным поглощением МГД-волн в плазме [1—10]. Общепринято, что конвективные движения являются причиной возбуждения МГД-волн в атмосфере Солнца. В общем случае задачу о возбуждении волн следует решать совместно с задачей о конвективных течениях. Однако в специальном случае возбуждения МГД-волн в узких областях атмосферы, где магнитное поле мало, так что газокинетическое давление плазмы значительно больше магнитного давления ($\beta = v_s^2/v_A^2$, v_s — скорость звука, v_A — альфвеновская скорость), магнитное поле не влияет на колебания плазмы во всем слое за исключением узкой области локальных МГД-резонансов. Поэтому в нерезонансной области можно считать, что движение плазмы определяется решением задачи о конвективных течениях в пренебрежении МГД-эффектами. Это позволяет сформулировать задачу о локальном возбуждении МГД-волн и нагреве плазмы в этих областях как краевую задачу для многокомпонентной магнитной гидродинамики в слое плазмы и считать заданными компоненты скорости жидкости вдали от областей локальных резонансов (например, на краю трубки, слоя и т. п.) [9, 10]. Подчеркнем еще раз, в областях с $\beta \gg 1$ нет необходимости решать непрерывную нелинейную задачу передачи энергии из конвективной зоны возбуждаемым в резонансном слое МГД-волнам. Для определения скорости поглощения энергии конвективных движений в плазменном слое достаточно знать наблюдаемые скорости движения вещества в этих областях, обусловленные конвективными течениями.

В отличие от такой постановки задачи в предшествующих работах [1—8] задача о возбуждении МГД-колебаний рассмат-

ривалось как краевая задача о падении акустической волны на такой неоднородный слой из области немагнитической плазмы (в этом случае эффективное возбуждение МГД-колебаний возможно при $\beta < 1$), либо как задача о распространении и поглощении МГД-волн в неоднородной плазме. Кроме того, в работах [1—8] не учитываются эффекты диссипации, что позволяет определять только поглощение энергии волны, однако, оставляет невыясненным механизм поглощения энергии волн и нагрева плазмы, а также области применимости используемого линейного приближения.

Нами исследовано поглощение энергии вынужденных колебаний плазмы, обусловленных конвективными движениями на Солнце, в области касп-резонанса в неоднородном поперек магнитного поля слое в приближении двухжидкостной магнитной гидродинамики с учетом диссипативных эффектов — вязкости, теплопроводности и теплообмена между электронами и ионами, в предположении сильной замагнитченности ионов и электронов. Для рассматриваемых параметров плазмы поглощением МГД-волн за счет конечной электропроводности можно пренебречь. Такая модель слоя справедлива для верхней хромосферы Солнца вблизи переходного слоя [7].

Ранее в такой постановке задача колебания неоднородного слоя плазмы была решена в случае, когда скорость конвективных осцилляций на границе слоя была задана в виде монохроматической волны [9]. В отличие от работы [9] в настоящей работе скорость задана в виде произвольного пакета волны. Получены выражения для величины, поглощаемой в слое мощности. Показано, что в случае широкого пакета волны область локального касп-резонанса ($\omega \approx k_z v_c$, где $v_c = v_A v_s / \sqrt{v_A^2 + v_s^2}$ — скорость медленной магнитозвуковой волны в области касп-резонанса, $\beta \gg 1$) покрывает практически весь слой, что и приводит в результате к его нагреву по всей толщине. Полученные результаты позволили рассмотреть возможность нагрева локальных областей в верхней хромосфере Солнца.

Рассмотрим плоский неоднородный по высоте (по оси x) плазменный слой ($|x| \leq a$, $2a$ — поперечный размер слоя; с большим отношением газокINETического давления к магнитному ($\beta \gg 1$). Полагаем, что неоднородное магнитное поле $B_0(x)$ направлено вдоль слоя по оси z . На нижней и верхней границах $x = \pm a$ частицы газа получают возмущения поперечного компонента скорости v_x в виде произвольного пакета волны с частотой ω :

$$v_x(a, z, t) = V_2 e^{-i\omega t} \int_{-\infty}^{\infty} f_1(k_z) e^{ik_z z} dk_z; \quad (1)$$

$$v_x(-a, z, t) = V_1 e^{-i\omega t} \int_{-\infty}^{\infty} f_2(k_z) e^{ik_z z} dk_z.$$

Будем описывать газ в слое уравнениями двухжидкостной магнитной гидродинамики с учетом диссипации — вязкости, теплопроводности, теплообмена между электронами [11] и уравнениями Максвелла. Плазму в слое считаем полностью ионизованной, сильно замагниченной ($\omega_{ci}\tau_i \gg 1$, где $\omega_{ci} = e_i B_0 / m_i c$ — циклотронная частота ионов, τ_i^{-1} — частота столкновений между ионами, e_i и m_i — заряд и масса ионов соответственно). Частоту возмущений в плазме ω полагаем меньше циклотронной частоты ионов ($\omega \ll \omega_{ci}$) и частоты столкновений между ионами ($\omega \tau_i \ll 1$).

Будем считать, что характерное значение фазовой скорости, задаваемой возмущениями на границе плазмы, порядка типичной альфвеновской скорости v_A в слое ($v_A^2 = B_0^2 / 4\pi n_i m_i$, где n_i — плотность ионов). Плазменный слой считаем узким ($k_x a \ll 1$, где k_x — характерное значение компонента волнового вектора вдоль направления постоянного магнитного поля $\vec{B}_0(x)$ в волновом пакете). Представим возмущенные параметры плазмы, электрического и магнитного полей колебаний в виде

$$\tilde{\psi}(x, z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\psi}(x, k_x, \omega) e^{i(k_x z - \omega t)} dk_x. \quad (2)$$

Линеаризуя уравнения двухжидкостной магнитной гидродинамики и уравнения Максвелла, получаем следующие уравнения для возмущенных компонентов Фурье-образов скорости вещества $\vec{v}(k_x)$, температуры электронов $T_e^-(k_x)$ и ионов $T_i^-(k_x)$ [12]:

$$v_x(k_x) = -\frac{v_A^2}{\rho_0 \omega^2} \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho_0 F_1(x, k_x) \frac{\partial v_x(k_x)}{\partial x} \right] - \frac{i}{\omega} \frac{\partial}{\partial x} \left[\beta A_1 F_1(x, k_x) \times \right. \\ \left. \times \frac{\partial v_x(k_x)}{\partial x} \right] + \frac{v_A^2}{\omega^2} \frac{\partial^2 v_x(k_x)}{\partial x^2} + \frac{i \eta_0}{3 \rho_0 \omega} \frac{\partial}{\partial x} \left[F_2(x, k_x) \frac{\partial v_x(k_x)}{\partial x} \right]; \quad (3)$$

$$T_e^-(k_x) \approx \sqrt{T_0} \frac{v_A}{\omega} \sqrt{\frac{\rho_0 v_A^2 \tau_e}{x^2}} \frac{\partial v_x(k_x)}{\partial x};$$

$$T_i^-(k_x) = \frac{2}{3} F_0(x, k_x) \frac{T_0}{\omega} \operatorname{div} \vec{v}(k_x) (\gamma_{ei} - i A_2); \quad (4)$$

$$\operatorname{div} \vec{v}(k_x) \approx \left\{ 1 + \frac{1}{\lambda(x, k_x)} \left[i \left(\frac{k_x^2 v_A^2 \tau_e}{\omega} - \beta \omega \tau_i \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + \beta \left(\frac{5}{2} + \frac{2}{3} k_x^2 v_A^2 \tau_e \right) \right] \right\} \frac{\partial v_x(k_x)}{\partial x}. \quad (5)$$

Здесь введены обозначения

$$A_1 = \left[i \frac{3\omega}{2v_A^2} - \frac{x_z^2 k_z^2 m_i}{\rho_0 v_A^2} \right]^{-1}; \quad A_2 = 1 + i\gamma_T^e + i\gamma_{ei}; \quad (6)$$

$$F_1(x, k_z) = [(1 + i\gamma_T^e + i\gamma_{ei})(1 + i\gamma_T^e + i\gamma_{ei}) + \gamma_{ei}^2]^{-1};$$

$$F_1(x, k_z) = 1 + \frac{1}{\lambda(x, k_z)} \left[i \left(\frac{k_z^2 v_{Te}^2 \tau_e}{\omega} - \beta \omega \tau_i \right) + \right. \\ \left. + \beta \left(\frac{5}{2} + \frac{2}{3} k_z^2 v_{Te}^2 \tau_e \tau_i \right) \right];$$

$$F_2(x, k_z) = 1 - \frac{2}{\lambda(x, k_z)} \left[i \left(\frac{k_z^2 v_{Te}^2 \tau_e}{\omega} - \beta \omega \tau_i \right) + \right. \\ \left. + \beta \left(\frac{5}{2} + \frac{2}{3} k_z^2 v_{Te}^2 \tau_e \tau_i \right) \right];$$

$$\lambda(x, k_z) = \left[\omega^2 - k_z^2 \left(v_S^2 - \frac{i8\eta_0}{3\rho_0} \omega \right) \right] \left(\frac{3}{2k_z^2 v_A^2} + i \frac{x_z^2}{n_0 \omega v_A^2} \right) - \beta;$$

$$\gamma_T^{(e)} = \frac{2}{3} \frac{k_z^2 x_z^2}{\omega n_z} \quad (z = e, i); \quad \gamma_{ei} = \frac{2m_e}{m_i \omega \tau_e};$$

$$x_z^2 = \frac{\gamma_0 n_e T_0 \tau_e}{m_e}; \quad x_z^2 = \frac{3,9 n_i T_0 \tau_i}{m_i}; \quad \eta_0 = 0,96 n_i T_0 \tau_i;$$

$$\eta_1 = 2\eta_2 = \frac{2,4 n_i T_0}{\omega_{Ci}^2 \tau_i}; \quad \eta_3 = 2\eta_4 = \frac{2n_i T_0}{\omega_{Ci}};$$

$$v_S^2 = \frac{5}{3} \frac{n_0 T_0}{\rho_0}; \quad \rho_0 = m_i n_i; \quad n_0 = n_e + n_i; \quad v_{Te} = \sqrt{\frac{T_0}{m_e}}.$$

T_0 — невозмущенная температура плазмы; γ_0 — коэффициент, зависящий от зарядового числа ионов [11], $\gamma_0 \approx 3,16$ для $Z=1$; m_e, n_e — масса и плотность электронов; τ_e^{-1} — частота столкновений между электронами [11]. Выражения (3)–(6) получены при выполнении неравенств

$$\frac{\omega}{\omega_{Ci}^2 \tau_i} \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \frac{1}{(k_z a)^2} \ll 1; \quad \omega_{Ci} \tau_i k_z a \gg 1;$$

$$\frac{a^2 \omega_{Ci}^2}{v_{Ti}^2} \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \omega \tau_i \gg 1; \quad \beta \frac{v_{Ti}^2}{\omega_{Ci}^2 a^2} \ll 1.$$

Компонента $v_y(k_z)$ удовлетворяет уравнению

$$v_y(k_z) \left(1 - \frac{\omega^2}{k_z^2 v_A^2} - i\beta \frac{\omega \eta^2}{v_0 v_s^2} \right) = \frac{i}{\rho_0 \omega} \frac{\omega^2}{k_z^2 v_A^2} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\eta_3 \frac{\partial v_x}{\partial x} \right) - \eta_4 \frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\eta_1 \frac{\partial v_y}{\partial x} \right) \right] \quad (7)$$

Преобразуем уравнение (3) для $v_x(k_z)$ к следующему виду:

$$\frac{1}{v_0 \omega^2} \frac{\partial}{\partial x} \left[\varepsilon(x, k_z, \omega) \frac{\partial v_x(k_z)}{\partial x} \right] - \frac{\varepsilon(x, k_z, \omega)}{\rho_0 v_A^2} v_x(k_z) = 0; \quad (8)$$

$$\varepsilon(x, k_z, \omega) = \rho_0 v_A^2 \left[\frac{\omega^2}{k_z^2 v_A^2} - 1 + i\zeta \right]; \quad \zeta = \zeta_V + \zeta_T + \zeta_\nu;$$

$$\zeta_V = 3\beta \omega \tau; \quad \zeta_T = \beta \frac{k_z^2 v_s^2}{\omega^2} \omega \tau_e; \quad \zeta_\nu = \frac{4k_z^2 x^2 \omega \tau_e}{n_0^2 \omega^2 \beta} \frac{m_i}{m_e}$$

Здесь эффекты диссипации предполагаются малыми, $\zeta \ll 1$.

В данном случае с точностью до членов $\infty 1/\beta$ плазму можно рассматривать как несжимаемую жидкость ($\text{div} \vec{v} \approx 0$).

Поглощение энергии вынужденных колебаний в единицу времени в единице объема плазменного слоя за счет эффектов ионной вязкости, продольной электронной теплопроводности и теплообмена между электронами и ионами определяется выражением

$$Q(x, z) = \frac{3}{2} \eta_0 \left| \frac{\partial v_x}{\partial x} \right|^2 + \frac{x_e^2}{2T_0} |\nabla_z T_e|^2 + \frac{3}{2} \frac{m_e n_e}{m_i \tau_e T_0} |T_e - T_i| \quad (9)$$

Влияние других диссипативных эффектов — электронной вязкости, электропроводности и ионной теплопроводности в рассматриваемой задаче пренебрежимо мало.

Поглощение энергии колебаний, в основном, происходит в резонансной области, где фазовая скорость колебаний близка к альфвеновской скорости $\omega/k_z \approx v_A$ [9, 12]. Для параметров верхней хромосферы определяющим механизмом поглощения является продольная электронная теплопроводность (см. второе слагаемое в выражении (9)). Получим выражение для $Q(x, z)$ в резонансной области.

Вблизи резонансной точки $x = x_0$, в которой $\omega = k_z v_A(x)$, представим альфвеновскую скорость в виде ряда по $x - x_0$:

$$v_A(x) \approx \frac{\omega}{k_z} \left(1 - \frac{x - x_0}{2a_A} \right); \quad \frac{1}{a_A} = \frac{d}{dx} \left(\frac{\omega^2}{k_z^2 v_A^2} - 1 \right)_{x=x_0} \quad (10)$$

Из уравнения (8) в приближении узкого слоя ($k_2 a \ll 1$), когда в уравнении можно пренебречь вторым слагаемым в левой части, получаем

$$v_x(k_2) = C_1 G(x) + C_2; \quad v_z(k_2) = \frac{i}{k_2} C_1 \frac{1}{\varepsilon(x, k_2, \omega)}, \quad (11)$$

где

$$C_1 = \frac{V_2 f_2(k_2)}{G(a) - G(-a)}; \quad C_2 = \frac{V_1 G(a) f_1(k_2) - V_2 G(-a) f_1(k_2)}{G(a) - G(-a)};$$

$$G(x) = \int_a^x \frac{dx}{\varepsilon(x, k_2, \omega)}. \quad (12)$$

Выражение (11) совместно с выражением (4) для $T_e(K_2)$ позволяют при помощи (10) определить выделяемую в плазме мощность по заданным на границе плазмы возмущениям (1):

$$Q(x, z) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} dk_2 \int_{-\infty}^{\infty} dk_z \frac{\rho_0 v_A^2}{\omega} e^{i(k_2 - k_z)z} \frac{\partial v_x(k_2)}{\partial x} \frac{\partial v_x^*(k_z)}{\partial x}. \quad (13)$$

Найдем полное вдоль z значение выражения $Q(x)$:

$$Q(x) = \int_{-\infty}^{\infty} dz Q(x, z) = \frac{\pi}{2} \frac{|C_1 [k_{z0}(x)]|^2 |a_A|}{\omega \rho_0 v_A^2 b}, \quad (14)$$

где

$$k_{z0}(x) = \frac{\omega}{v_A(x)}, \quad |b| = \left| \left(\frac{dx_0}{dk_z} \right)_{k_z = k_{z0}} \right|, \quad x_0 = x.$$

Для получения явного вида зависимости $Q(x, z)$ от x и z необходимо задать возмущения скорости на границе в конкретной форме. В качестве примера рассмотрим возмущения в виде волновых пакетов с гауссовым распределением амплитуд скорости вдоль оси

$$v_x(a, z, t) = V_2 \exp\left(-\frac{z^2}{4\alpha}\right) \exp[i(k_0 z - \omega t)] =$$

$$= V_2 \sqrt{\frac{\alpha}{\pi}} e^{-i\omega t} \int_{-\infty}^{\infty} dk_z e^{-\alpha(k_z - k_0)^2 + i k_z z},$$

(15)

$$v_x(-a, z, t) = V_1 \exp\left(-\frac{z^2}{4\alpha}\right) \exp[i(k_0 z - \omega t)] =$$

$$= V_1 \sqrt{\frac{\alpha}{\pi}} e^{-i\omega t} \int_{-\infty}^{\infty} dk_z e^{-\alpha(k_z - k_0)^2 + i k_0 z},$$

где $V\alpha=L$ — характерный размер волнового пакета вдоль оси z .

Проведем разложение по k_z вблизи точки $k_z=k_{z0}(x) \equiv \omega/v_A(x)$ (ввиду малости параметра $\zeta=\zeta_V+\zeta_T+\zeta_{vi}$ такое разложение можно сделать всегда):

$$\frac{x-x_0}{a_A} \approx \frac{b}{a_A} (k_z - k_0). \quad (16)$$

Тогда

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_x(x, z)}{\partial x} &= e^{-i\omega t} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial v_x(k_z)}{\partial x} e^{ik_z z} dk_z \approx \\ &\approx -ie^{-i\omega t} \frac{V\alpha\pi C_0 a_A W(x)}{\rho_0 v_A^2 b} e^{ik_0 z - z^2/4a}, \end{aligned} \quad (17)$$

где

$$W(x) = e^{-x^2} \left(1 + \frac{2i}{V\pi} \int_0^x e^{t^2} dt \right); \quad C_0 = \frac{V_2 - V_1}{G(a) - G(-a)};$$

$$x \equiv V\alpha \left[k_{z0}(x) - k_0 + i\delta - \frac{iz}{2V\alpha} \right], \quad \delta = \zeta a b.$$

В этом случае пространственная зависимость $Q(x, z)$ имеет вид

$$Q(x, z) \approx \frac{\pi a C_0^2 a_A^2 \zeta}{2\rho_0 v_A^2 \omega b^2} |W(x)|^2 e^{-z^2/2a}. \quad (18)$$

Формулы (17) и (18) определяют амплитуду производной скорости ($\partial v_x/\partial x$) и поглощаемую мощность в произвольной точке в слое для гауссовского распределения. Проанализируем эти выражения.

В области, где локализовано возмущение на границе $|z| \leq 2L$, $\partial v_x/\partial x$ по порядку величины равно

$$\frac{\partial v_x(x, z)}{\partial x} \approx \frac{i V\alpha\pi C_0 a_A}{\rho_0 v_A^2 b} e^{ik_0 z - z^2/4a}. \quad (19)$$

В этом случае

$$Q(x, z) \approx \frac{\pi a C_0^2 a_A^2 \zeta}{2\rho_0 v_A^2 \omega b^2} e^{-z^2/2a}. \quad (20)$$

На больших расстояниях по z ($|z| \gg 2L$) от источника, используя асимптотическое разложение для $W(x) \approx 2\exp(-x^2)$, получаем, что

$$\frac{\partial v_z(x, z)}{\partial x} \approx -\frac{2i\sqrt{\pi}C_0 a_A}{\rho_0 v_A^2 b} \exp\left\{i\frac{\omega}{v_A(x)}z - z\delta + a\delta^2 - x \times \right. \\ \left. \times \left[\frac{\omega}{v_A(x)} - k_0\right]^2 - 2iz\delta \left[\frac{\omega}{v_A(x)} - k_0\right]\right\}. \quad (21)$$

Это выражение определяет вид возмущения вдали от источника (антенны) на расстоянии, большем по сравнению с размерами области возбуждения, и соответствует волновой зоне излучения антенной конечных размеров. Выражение (20) представляет медленную магнитозвуковую волну, распространяющуюся вдоль магнитных силовых линий с фазовой скоростью $v_c \approx v_A(x)$ и медленно затухающую за счет диссипативных эффектов с коэффициентом затухания, равным $\text{Im}k_z \approx \delta$. Используя (21), имеем следующее выражение для $Q(x, z)$:

$$Q(x, z) \approx \frac{2\pi x C_0^2 a_A^2}{\rho_0 v_A^2 \omega b^2} \exp\left\{-2\delta z - 2z\delta^2 - 2a\left[\frac{\omega}{v_A(x)} - k_0\right]^2\right\}. \quad (22)$$

С помощью этих выражений можно оценить скорость нагрева частиц слоя. Если предположить, что колебания границы поддерживаются различными группами конвективных ячеек, расположенными всюду по длине затухания МГД-волны, и их число на длине затухания будет, примерно, $\Delta k_z/b \sim 1/L\delta$, то скорость нагрева частиц слоя будет по порядку величины равной

$$\frac{dT}{dt} \sim m_i v_i^2 (-a) \omega. \quad (23)$$

При получении оценки (23) предполагалось, что $V_2 - V_1 \sim \sim V_1 k_0 a < V_1$. Поддержание заданной температуры в слое обеспечивается балансом энергии. Приход потока энергии альфавеновской в этом случае компенсируется излучением и теплопереносом из слоя.

Таким образом, использование достаточно широких волновых пакетов возмущений на границе слоя обеспечивает нагрев частиц в слое в областях касп-резонансов практически по всему слою $\Delta k_z \sim k_z$, а не только в чрезвычайно узком слое, шириной $\Delta x \sim a\zeta$, как в случае монохроматической волны.

В верхней хромосфере вблизи переходного слоя ($n_e \sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $T \sim 1 \div 5 \cdot 10^5 \text{ К}$, $B_0 \sim 2 \text{ Гс}$, $\beta \sim 2$) для граничного возмущения с $\omega \sim 4 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$, $k \sim 10^{-8} \text{ см}^{-1}$ время нагрева слоя $\tau_H \sim \Delta T / m_i v_i^2 \omega$ размером $a \sim 10^8 \text{ см}$ с приращением температуры $\Delta T \sim T$ при $v_i(a) \approx 1,5 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ равно $\tau_H \leq 10^4 \text{ с}$. Эта оценка совпадает по порядку величины со временем релаксации тепловых

возмущений на рассматриваемых высотах [13]. При этом плотность поглощаемой мощности оказывается порядка плотности мощности излучения из данных областей атмосферы Солнца [7, 13, 14]. Эта оценка показывает, что рассмотренный механизм может быть ответственным за нагрев областей переходного слоя.

Список литературы: 1. *Jonson J.* Healing of coronal loops//*Astroph. J.* 1978, 226, P. 650—697. 2. *Жуков В. И.* Поглощение в непрерывном спектре магнитозвуковых волн как возможный механизм недлущистого нагрева солнечных фотосферных факелов//*Солнеч. данные.* 1979. № 3. С. 79—88. 3. *Жуков В. И.* Об особенностях распространения магнитогравитационных волн в плоско-эвклиновой среде с почти горизонтальным магнитным полем//*Физика плазмы.* 1986. Вып. 1. С. 101—105. 4. *Суковатов Ю. А.* Резонансное поглощение альфвеновской волны в неоднородной магнитной трубке//*Физика солнечной активности.* М., 1980. С. 131—144. 5. *Cramer N. F., Donnelly I. J.* Resonant Alfvén wave absorption in solar magnetic fields//*Proc. Astron. Soc. Austral.* 1983. 5, N 2. P. 196—198. 6. *Zhugzhda Yu. D., Dzhaitlov N. S.* Magneto-acoustic-gravity waves on the sun//*Astron. Astrophys.* 1984. 132. P. 45—51. 7. *Поист Э. Р.* Солнечная магнитная гидродинамика. М., 1985. 590 с. 8. *Бренгаус В. Д.* Распространение магнитозвуковых волн в неоднородной изотермической атмосфере//*Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа.* 1970. 1. С. 3—144. 9. *Vasilyev V. P., Lapshin V. I., Stepanov K. N.* Energy dissipation and convective motions in the local MHD — resonance regions in solar chromosphere//*Proc. of the joint varenna — Abastumani Intern. School workshop on «PLASMA ASTROPHYSICS» held in Sukhumi, USSR, 19—28 May, 1985.* P. 91—93. 10. *Лапшин В. И., Степанов К. Н., Федутенко Е. А.* О нагреве атмосферы Солнца конвективными колебаниями в областях слабых магнитных полей//*Тез. докл. «Колебания и волны на Солнце», 3-й науч. семинар рабочей группы «Волны в атмосфере Солнца».* Новосибирск, 1987. С. 17—18. 11. *Брасинский С. И.* Явления переноса в плазме. *Вопр. теории плазмы.* М., 1963. С. 183—272. 12. *Лапшин В. И., Степанов К. Н.* Поглощение вынужденных колебаний в резонансном слое неоднородной плазмы конечного давления//*Вопр. атом. науки и техники.* 1976. Вып. 1 (5). С. 91—97. 13. *Гибсон Э.* Спокойное солнце. М., 1977. 408 с. 14. *Алтынец А. П.* Солнечные вспышки. М., 1982. 247 с.

Поступила в редакцию 18.05.87

SUMMARY

The possibility of the local energy deposition in the upper solar chromosphere is discussed which due to the dissipation of the forced oscillations of the high β plasma in the cusp—resonance region. The plasma oscillations are excited by the perturbation of the plasma layer boundary due to convective motions. The velocity of the plasma boundary is an arbitrary wavepacket. The plasma is described by two-fluid magnetohydrodynamics equations for the strongly magnetized particle case. The dissipative effects are taken into account. The absorption power density is obtained. The heating rate of plasma layer is estimated. The broad wavepacket provides heating of the inhomogeneous layer in the wide region.

В. В. АНГЕЛЕЙКО, А. А. ИСАЕВ, В. И. ПРИХОДЬКО
К ФУНКЦИОНАЛЬНОЙ ГИПОТЕЗЕ В ОБОБЩЕННОЙ
ЛИНЕАРИЗОВАННОЙ ГИДРОДИНАМИКЕ С УЧЕТОМ
ФЛУКТУАЦИИ

В работе на основе принципа пространственного ослабления корреляций и эргодических соотношений проводится обоснование функциональной гипотезы [1] при рассмотрении кинетики неравновесных состояний (близких к равновесному) многочастичных систем в модели обобщенной линеаризованной гидродинамики с учетом флуктуаций. Найдена структура секулярных членов, появляющихся в ряду теорин возмущений для неравновесного статистического оператора. Получены уравнения для огрубленного статистического оператора и уравнения для функций памяти о начальном состоянии, которые являются исходными как для получения уравнений обобщенной линеаризованной гидродинамики с учетом флуктуаций, так и для вычисления временных асимптотик корреляционных функций в области малых волновых векторов.

Представим статистический оператор многочастичной системы, описывающий состояние, близкое к равновесному, в виде $\rho = w + \delta\rho$. Здесь $w = \exp\{\Omega - Y_\alpha \int d^3x \hat{x}_\alpha(x)\}$ — равновесный статистический оператор; Ω и Y_α определяются из соотношений $\text{Sp} w = 1$, $\text{Sp} w \hat{x}_\alpha(x) = \zeta_\alpha$; $\hat{x}_\alpha(x)$ — оператор плотностей аддитивных интегралов движения. Оператор w удовлетворяет принципу ослабления корреляций

$$\text{Sp} w \hat{a}(x) \hat{b}(y) \underset{|x-y| \rightarrow \infty}{\longrightarrow} \text{Sp} w \hat{a}(x) \cdot \text{Sp} w \hat{b}(y), \quad (1)$$

где $\hat{a}(x)$, $\hat{b}(y)$ — произвольные квазилокальные операторы, а оператор $\delta\rho$, описывающий отклонение состояния системы от равновесного, удовлетворяет одноварьированному принципу ослабления корреляций $\delta\rho \in \Pi_1(w)$:

$$\text{Sp} \delta\rho \hat{a}(x) \hat{b}(y) \underset{|x-y| \rightarrow \infty}{\longrightarrow} \text{Sp} \delta\rho \hat{a}(x) \text{Sp} w \hat{b}(y) + \text{Sp} w \hat{a}(x) \text{Sp} \delta\rho \hat{b}(y).$$

Представим статистический оператор $\delta\rho$ в виде

$$\delta\rho = \int d^3q_1 d^3q_2 \Phi(q_1, q_2) \rho_{ab}(q_1, q_2),$$

$$\rho_{ab}(q_1, q_2) = w \int_0^1 d\lambda_1 \int_0^1 d\lambda_2 \int d^3x_1 d^3x_2 e^{i(q_1 x_1 + q_2 x_2)} (\hat{a}^\dagger(x_1) - \langle \hat{a} \rangle) \times$$

$$\times (\hat{b}^{\dagger(\lambda_2)}(x_2) - \langle \hat{b} \rangle), \quad \hat{a}^{(\lambda)}(x) \equiv w^{-1} \hat{a}(x) w^\lambda, \quad (2)$$

где $\Phi(q_1, q_2)$ — произвольная, c — числовая функция. При доказательстве функциональной гипотезы важную роль будет играть оператор

$$\begin{aligned} w_{\alpha\beta}(q_1, q_2) = & \omega \int_0^1 d\lambda_1 \int_0^1 d\lambda_2 \int d^3x_1 d^3x_2 e^{i(q_1x_1 + q_2x_2)} (\hat{\zeta}_2^{(\lambda_1)}(x_1) - \\ & - \langle \hat{\zeta}_2 \rangle) (\hat{\zeta}_1^{(\lambda_2)}(x_2) - \langle \hat{\zeta}_1 \rangle), \end{aligned}$$

являющийся результатом двукратного варьирования локально-равновесного распределения величин ζ_α по термодинамическим силам. Этот оператор, так же как и $\rho_{ab}(q_1, q_2)$, удовлетворяет одноварьированному принципу ослабления корреляций. Разложим операторы $\rho_{ab}(q_1, q_2)$, $w_{\alpha\beta}(q_1, q_2)$ в ряд по волновым векторам q_1, q_2 (малые градиенты)

$$\rho_{ab}(q_1, q_2) = \sum_{n,m=0}^{\infty} \rho_{ab}^{nm}(q_1, q_2), \quad w_{\alpha\beta}(q_1, q_2) = \sum_{n,m=0}^{\infty} w_{\alpha\beta}^{nm}(q_1, q_2),$$

$$\begin{aligned} \rho_{ab}^{nm}(q_1, q_2) = & \omega \int_0^1 d\lambda_1 \int_0^1 d\lambda_2 \int d^3x_1 d^3x_2 \frac{(iq_1x_1)^n}{n!} \frac{(iq_2x_2)^m}{m!} \times \\ & \times (\hat{a}^{(\lambda_1)}(x_1) - \langle \hat{a} \rangle) (\hat{b}^{(\lambda_2)}(x_2) - \langle \hat{b} \rangle), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} w_{\alpha\beta}^{nm}(q_1, q_2) = & \omega \int_0^1 d\lambda_1 \int_0^1 d\lambda_2 \int d^3x_1 d^3x_2 \frac{(iq_1x_1)^n}{n!} \frac{(iq_2x_2)^m}{m!} \times \\ & \times (\hat{\zeta}_2^{(\lambda_1)}(x_1) - \langle \hat{\zeta}_2 \rangle) (\hat{\zeta}_1^{(\lambda_2)}(x_2) - \langle \hat{\zeta}_1 \rangle). \end{aligned}$$

В области больших времен в разложении операторов $\rho_{ab}(q_1, q_2; t)$ появляются секулярные члены

$$\rho_{ab}^{nm}(q_1, q_2; t) \approx e^{-iHt} \rho_{ab}^{nm}(q_1, q_2) e^{iHt} \frac{1}{t} \sum_{l=0}^{n+m} H_{\alpha l}^{nm(l)}(a, b; q_1, q_2). \quad (3)$$

Для выяснения структуры секулярных членов вычислим средние произвольного квазилокального оператора $\hat{c}(x)$ и оператора флуктуаций $\hat{\zeta}_{c_1 c_2}$ величин c_1, c_2 , определяемого формулой

$$\hat{\zeta}_{c_1 c_2}(x_1, x_2) = \hat{c}_1(x_1) \hat{c}_2(x_2) - \hat{c}_1(x_1) \langle \hat{c}_2 \rangle - \langle \hat{c}_1 \rangle \hat{c}_2(x_2)$$

со статистическим оператором ρ_{ab}^{nm} . Согласно принципу ослабления корреляций (1) имеем

$$\text{Sp} \rho_{ab}^{nm}(q_1, q_2; t) \hat{\zeta}_{c_1 c_2}(x_1, x_2) \frac{1}{|x_1 - x_2|} \frac{1}{n! m!} \{ (iq_1x_1)^n (iq_2x_2)^m \}$$

$$\begin{aligned} & \text{Sp } \rho_a^0(q_1, t) \hat{c}_1(x_1) \text{Sp } \rho_b^0(q_2, t) \hat{c}_2(x_2) + (iq_1 x_2)^n (iq_2 x_1)^m \times \\ & \times \text{Sp } \rho_a^0(q_1, t) \hat{c}_2(x_2) \cdot \text{Sp } \rho_b^0(q_2, t) \hat{c}_1(x_1), \end{aligned}$$

где r_0 — равновесный радиус корреляций и оператор

$$\rho_a^0(q) = -\omega \int_0^1 d\lambda \int d^3x (\hat{a}^{(a)}(x) - \langle \hat{a} \rangle)$$

удовлетворяет следующему эргодическому соотношению [2]:

$$\rho_a^0(q, t) \equiv e^{-iHt} \rho_a^0(q) e^{iHt} \underset{t \rightarrow \infty}{\rightarrow} \frac{\partial \omega}{\partial x_a} \text{Sp } \rho_a^0(q) \hat{c}_a. \quad (4)$$

Тогда с учетом (4) получим

$$\begin{aligned} & \text{Sp } \rho_{ab}^{nm}(t) \hat{c}_{r_1 c_2}(x_1, x_2) \underset{x_1 \rightarrow x_2 = r_0}{\rightarrow} \frac{1}{n!m!} \{ (iq_1 x_1)^n (iq_2 x_2)^m \text{Sp } \rho_a^0(q_1) \hat{c}_a \times \\ & \times \text{Sp } \rho_b^0(q_2) \hat{c}_b + (iq_1 x_2)^n (iq_2 x_1)^m \text{Sp } \rho_a^0(q_1) \hat{c}_b \text{Sp } \rho_b^0(q_2) \hat{c}_a \} \times \\ & \times \frac{\partial \langle \hat{c}_1 \rangle}{\partial x_a} - \frac{\partial \langle \hat{c}_2 \rangle}{\partial x_b}. \quad (5) \end{aligned}$$

Введем статистический оператор $\tilde{\omega}^{nm} \equiv C_{ab} \omega_{ab}^{nm}$, для которого

$$\begin{aligned} & \text{Sp } \tilde{\omega}^{nm}(t) \hat{c}_{r_1 c_2}(x_1, x_2) \underset{x_1 \rightarrow x_2 = r_0}{\rightarrow} \frac{1}{n!m!} C_{ab} \{ (ix_1 q_1)^n (ix_2 q_2)^m \\ & \times \left. \left[\frac{\partial \langle \hat{c}_a \rangle}{\partial Y_\lambda} - \frac{\partial \langle \hat{c}_b \rangle}{\partial Y_\rho} + (iq_1 x_2)^n (ix_1 q_2)^m \left(\frac{\partial \langle \hat{c}_a \rangle}{\partial Y_\rho} - \frac{\partial \langle \hat{c}_b \rangle}{\partial Y_\lambda} \right) \right] \right\} \times \\ & \times \frac{\partial \langle \hat{c}_1 \rangle}{\partial x_a} - \frac{\partial \langle \hat{c}_2 \rangle}{\partial x_b}, \quad (6) \end{aligned}$$

и определим величины C_{ab} из условия равенства в главном приближении теорий длинноволновых флуктуаций ($qr_0 \ll 1$) при $\gamma \rightarrow \pm \infty$ средних корреляционного оператора $\hat{c}_{r_1 c_2}$ со статистическими операторами ρ_{ab}^{nm} и ω^{nm} . Тогда из (5), (6) следует, что

$$C_{ab} = \text{Sp } \rho_a^0 \hat{c}_a \text{Sp } \rho_b^0 \hat{c}_b \frac{\partial Y_\lambda}{\partial x_a} \frac{\partial Y_\rho}{\partial x_b} \equiv g_{ab} \frac{\partial Y_\lambda}{\partial x_a} \frac{\partial Y_\rho}{\partial x_b}.$$

Совершенно аналогично для среднего оператора $\hat{c}(x)$ со статистическими операторами ρ_a^0 и ω^{nm} с учетом принципа ослабления корреляций и эргодического соотношения (4) находим:

$$\text{Sp } \rho_{ab}^{nm}(t) \hat{c}(x) \xrightarrow{t \rightarrow \pm \infty} \frac{1}{n!m!} (iq_1 x)^n (iq_2 x)^m \left\{ \frac{\partial \langle \hat{c} \rangle}{\partial x_\alpha} g_\alpha + \frac{\partial^2 \langle \hat{c} \rangle}{\partial x_\alpha \partial x_\beta} g_{\alpha\beta} \right\},$$

$$\text{Sp } w^{nm}(t) \hat{c}(x) \xrightarrow{t \rightarrow \pm \infty} \frac{1}{n!m!} g_{\lambda\tau} (ixq_1)^n (ixq_2)^m \left\{ \frac{\partial^2 \langle \hat{c} \rangle}{\partial x_\tau \partial x_\lambda} - \frac{\partial^2 Y_\beta}{\partial x_\tau \partial x_\lambda} \frac{\partial \langle \hat{c} \rangle}{\partial Y_\beta} \right\},$$

где $g_\alpha \equiv \text{Sp } \rho_{ab}^{00} \hat{c}_\alpha$, а величины $g_{\alpha\beta}$ считаются симметричными по своим индексам: $g_{\alpha\beta} = g_{\beta\alpha}$. Введем теперь оператор $w^{nm} \equiv C_\beta w_\beta^{nm}$, где

$$w_\beta^{nm} = -w \int d\lambda \int d^3x \frac{(ixq_1)^n}{n!} \frac{(ixq_2)^m}{m!} (\hat{c}_\beta^{(\lambda)}(x) - \langle \hat{c}_\beta^{(\lambda)} \rangle),$$

причем

$$\text{Sp } w^{nm} \hat{c}(x) = \frac{1}{n!m!} (iq_1 x)^n (iq_2 x)^m \frac{\partial \langle \hat{c} \rangle}{\partial Y_\beta} C_\beta,$$

и для определения величин C_β потребуем, чтобы среднее оператора $\hat{c}(x)$ со статистическим оператором w^{nm} совпадало с разностью шпуров $\text{Sp } \rho_{ab}^{nm} \hat{c}(x)$ и $\text{Sp } w^{nm} \hat{c}(x)$ при $t \rightarrow \pm \infty$. Тогда немедленно получим

$$C_\beta = \frac{\partial Y_\beta}{\partial x_\alpha} g_\alpha + \frac{\partial^2 Y_\beta}{\partial x_\tau \partial x_\lambda} g_{\lambda\tau},$$

и в главном приближении ($qr_0 \ll 1$) выполняются соотношения

$$\text{Sp } \rho_{ab}^{nm} \hat{c}(x) \xrightarrow{t \rightarrow \pm \infty} \text{Sp } w^{nm} \hat{c}(x),$$

$$\text{Sp } \rho_{ab}^{nm; c_1 c_2}(x_1, x_2) \xrightarrow{t \rightarrow \pm \infty, |x_1 - x_2| \gg r_0} \text{Sp } w^{nm; c_1 c_2}(x_1, x_2), \quad w^{nm} = \tilde{w}^{nm} + w^{nm},$$

из которых находим следующее асимптотическое выражение для оператора $\rho_{ab}^{nm}(t)$:

$$\rho_{ab}^{nm}(q_1, q_2; t) \equiv e^{-iHt} \rho_{ab}^{nm}(q_1, q_2) e^{iHt} \xrightarrow{t \rightarrow \pm \infty} w^{nm}(q_1, q_2; t) + R_{ab}^{nm(\pm)}(q_1, q_2; t), \quad (7)$$

где шпуры $\text{Sp } R_{ab}^{nm} \hat{c}(x)$, $\text{Sp } R_{ab}^{nm} \hat{c}_{c_1 c_2}(x_1, x_2)$ представляют собой полиномы по x , x_1 , x_2 со старшими членами, пропорциональными x^{n+m-1} и $x_1^n x_2^{m-1}$ соответственно. Из соотношения (7) следует, что

$$w^{nm}(q_1, q_2; t) + R_{ab}^{nm(\pm)}(q_1, q_2; t) = e^{-iHt} \{w^{nm}(q_1, q_2) + R_{ab}^{nm(\pm)}(q_1, q_2)\} e^{iHt}. \quad (8)$$

Введем теперь оператор огрубления $\hat{\sigma}^{(\pm)}$, действующий в пространстве статистических операторов, определив его по формуле:

$$\hat{\sigma}^{(\pm)} R_{ab}^{nm}(q_1, q_2) = \sigma_0^{nm(\pm)}(a, b; q_1, q_2). \quad (9)$$

С помощью оператора огрубления $\hat{\sigma}^{(\pm)}$ представим (8) в виде

$$\hat{\sigma}^{(\pm)} R_{ab}^{nm}(q_1, q_2) = \hat{\sigma}^{(\pm)} w^{nm}(q_1, q_2) + \hat{\sigma}^{(\pm)} R_{ab}^{nm(\pm)}(q_1, q_2), \quad (10)$$

где

$$\hat{\sigma}^{(\pm)} w^{nm}(q_1, q_2) = g_{\lambda\mu} \frac{\partial Y_\alpha}{\partial c_\lambda} \frac{\partial Y_\beta}{\partial c_\mu} \sigma_{\alpha\beta}^{nm(\pm)}(q_1, q_2) + \left(g_{\lambda\mu} \frac{\partial Y_\beta}{\partial c_\mu} + \dots + g_{\lambda\mu} \frac{\partial^2 Y_\beta}{\partial c_\mu \partial c_\lambda} \right) \sigma_\beta^{nm(\pm)}(q_1, q_2),$$

$$\sigma_{\alpha\beta}^{nm(\pm)} = \hat{\sigma}^{(\pm)} w_{\alpha\beta}^{nm}(q_1, q_2), \quad \sigma_\alpha^{nm(\pm)}(q_1, q_2) = \hat{\sigma}^{(\pm)} w_\alpha^{nm}(q_1, q_2). \quad (10')$$

Действие оператора огрубления $\hat{\sigma}^{(\pm)}$ на второе слагаемое в правой части (10), представляющее собой сумму членов со степенямк волновых векторов q_1 и q_2 , $1, \dots, n-1$ и $1, \dots, m-1$ соответственно, а также содержащее члены, которых q_1, q_2 входят в комбинациях $q_1^n q_2^{m-1}$ или $q_1^{n-1} q_2^m$, приводит согласно (10') к аналогичному соотношению, в которых первые слагаемые пропорциональны $\sigma_{\alpha\beta}^{n-1m(\pm)}(q_1, q_2)$, $\sigma_{\alpha\beta}^{nm-1(\pm)}(q_1, q_2)$, $\sigma_\alpha^{n-1m(\pm)}(q_1, q_2)$, $\sigma_\alpha^{nm-1(\pm)}(q_1, q_2)$, а последующие содержат все степени волновых векторов q_1, q_2 , $n-2$ и $m-2$ соответственно и члены с q_1, q_2 в комбинациях вида $q_1^{n-2} q_2^m$, $q_1^{n-1} q_2^{m-1}$, $q_1^n q_2^{m-2}$. С учетом этого замечания представим соотношение (10) как сумму слагаемых, каждое из которых пропорционально соответствующему универсальному оператору: либо $\sigma_{\alpha\beta}^{lk(\pm)}(q_1, q_2)$, либо $\sigma_\alpha^{lk(\pm)}(q_1, q_2)$ ($l=0, 1, \dots, n$; $k=0, 1, \dots, m$), а вся зависимость от начального состояния содержится в c -членовых функциях $\eta_{\alpha\beta}^{n-l, m-k}(a, b; q_1, q_2)$, $\eta_\alpha^{n-l, m-k}(a, b; q_1, q_2)$:

$$\hat{\sigma}^{(\pm)} R_{ab}^{nm}(q_1, q_2) = \sum_{l=0}^n \sum_{k=0}^m \{ \eta_{\alpha\beta}^{n-l, m-k}(a, b; q_1, q_2) \sigma_{\alpha\beta}^{lk(\pm)}(q_1, q_2) + \eta_\alpha^{n-l, m-k}(a, b; q_1, q_2) \sigma_\alpha^{lk(\pm)}(q_1, q_2) \}. \quad (11)$$

Введем производящие по q_1, q_2 операторы $\hat{\sigma}_{\alpha\beta}^{(\pm)}(q_1, q_2)$, $\hat{\sigma}_{\alpha}^{(\pm)}(q_1 + q_2)$ по формулам

$$\hat{\sigma}_{\alpha}^{(\pm)}(q_1 + q_2) = \sum_{n,m=0}^{\infty} \sigma_{\alpha}^{nm(\pm)}(q_1, q_2), \quad \hat{\sigma}_{\alpha\beta}^{(\pm)}(q_1, q_2) = \sum_{n,m=0}^{\infty} \sigma_{\alpha\beta}^{nm(\pm)}(q_1, q_2).$$

С помощью производящих операторов перепишем формулу (11) в виде

$$\hat{\sigma}_{\alpha\beta}^{(\pm)}(q_1, q_2) = \eta_{\alpha\beta}^{(\pm)}(a, b; q_1, q_2) \hat{\sigma}_{\alpha\beta}^{(\pm)}(q_1, q_2) + \eta_{\alpha}^{(\pm)}(a, b; q_1 + q_2) \times \\ \times \hat{\sigma}_{\alpha}^{(\pm)}(q_1 + q_2), \quad (12)$$

где

$$\eta_{\alpha}(a, b; q_1 + q_2) = \sum_{n,m=0}^{\infty} \eta_{\alpha}^{nm(\pm)}(a, b; q_1, q_2), \quad \eta_{\alpha\beta}^{(\pm)}(a, b; q_1, q_2) = \\ = \sum_{n,m=0}^{\infty} \eta_{\alpha\beta}^{nm(\pm)}(a, b; q_1, q_2)$$

— функции памяти, причем $\eta_{\alpha}(\zeta_0, \zeta_1) = 0$, $\eta_{\alpha\beta}(\zeta_0, \zeta_1) = \delta_{\alpha\beta} \delta_{\beta\lambda}$.

Получим интегральные уравнения для операторов $\hat{\sigma}_{\alpha}^{(\pm)}$, $\hat{\sigma}_{\alpha\beta}^{(\pm)}$ и найдем связь гидродинамических матриц эволюции, определяющих уравнения движения величин ζ_{α} и их флуктуаций $\xi_{\alpha\beta}$:

$$\dot{\zeta}_{\alpha}^{(\pm)} = -T_{\alpha\beta}^{(\mp)\zeta_{\beta}^{(\pm)}} - T_{\alpha\beta\gamma}^{(\mp)\zeta_{\beta}^{(\pm)}\zeta_{\gamma}^{(\pm)}}, \\ \dot{\xi}_{\alpha\beta}^{(\pm)} = -T_{\alpha\beta\gamma\lambda}^{(\mp)\xi_{\gamma}^{(\pm)}\xi_{\lambda}^{(\pm)}}$$

с функциями памяти η_{α}^{\pm} , $\eta_{\alpha\beta}^{\pm}$, а также выразим эти функции через средние от операторов плотностей $\hat{\zeta}_{\alpha}$ и плотностей потоков $\hat{\zeta}_{\alpha\lambda}$ по состояниям $\hat{\sigma}_{\alpha}^{\pm}$, $\hat{\sigma}_{\alpha\beta}^{\pm}$, замкнув тем самым систему уравнений для определения этих величин. Заметим, что оператор $w_{\alpha}^{nm}(q_1, q_2)$ удовлетворяет следующему интегральному уравнению:

$$e^{-iHt} w_{\alpha\beta}^{nm}(q_1, q_2) e^{iHt} = w_{\alpha\beta}^{nm}(q_1, q_2) - i \int_0^t d\tau e^{-iH\tau} \{ [H, w_{\alpha\beta}^{nm}(q_1, q_2)] - \\ - \hat{\sigma}_{\alpha}^{(\pm)} [H, w_{\alpha\beta}^{nm}(q_1, q_2)] \} e^{iH\tau} - i \int_0^t d\tau e^{-iH\tau} \hat{\sigma}_{\alpha}^{(\pm)} [H, w_{\alpha\beta}^{nm}(q_1, q_2)] e^{iH\tau}.$$

Здесь мы произвели регуляризацию подинтегрального выражения. Переходя в асимптотическую область при $t \rightarrow \pm \infty$, найдем уравнение для определения $w_{\alpha\beta}^{nm(\pm)}(q_1, q_2)$:

$$\begin{aligned} \sigma_{\alpha\beta}^{nm(\pm)}(q_1, q_2) &= w_{\alpha\beta}^{nm}(q_1, q_2) - i \int_0^{\pm\infty} d\tau e^{-iH\tau} \{ [H, w_{\alpha\beta}^{nm}(q_1, q_2)] - \\ &\quad - \hat{\sigma}^{(\pm)} [H, w_{\alpha\beta}^{nm}(q_1, q_2)] \} e^{iH\tau}. \end{aligned} \quad (13)$$

Аналогично можно выписать интегральное уравнение, которому удовлетворяет оператор $\sigma_{\alpha}^{nm(\pm)}(q_1, q_2)$:

$$\begin{aligned} \sigma_{\alpha}^{nm(\pm)}(q_1, q_2) &= w_{\alpha}^{nm}(q_1, q_2) - i \int_0^{\pm\infty} d\tau e^{-iH\tau} \{ [H, w_{\alpha}^{nm}(q_1, q_2)] - \\ &\quad - \hat{\sigma}^{(\pm)} [H, w_{\alpha}^{nm}(q_1, q_2)] \} e^{iH\tau}. \end{aligned} \quad (13')$$

Для того, чтобы получить уравнения для производящих операторов $\hat{\sigma}_{\alpha}^{\pm}$, $\hat{\sigma}_{\alpha\beta}^{\pm}$, необходимо в (13), (13') выполнить суммирование по n, m от нуля до бесконечности. При этом действие оператора округления $\hat{\sigma}^{(\pm)}$ на коммутатор $[H, w_{\alpha\beta}]$ определяется формулой (12), а для оценки результата действия $\hat{\sigma}^{(\pm)}$ на $[H, w_{\alpha}]$ имеет место соотношение

$$\begin{aligned} \hat{\sigma}^{(\pm)} \rho_{\alpha}^{nm}(q_1, q_2) &= \sum_{l=0}^n \sum_{s=0}^m \chi_{\alpha}^{n-l, m-s(\pm)}(a; q_1, q_2) \sigma_{\alpha}^{ls(\pm)}(q_1, q_2); \\ \rho_{\alpha}^{nm}(q_1, q_2) &= -w \int_0^1 d\lambda \int d^3x \frac{(iq_1 \cdot x)^n}{n!} \frac{(iq_2 \cdot x)^m}{m!} (\hat{a}^{(\lambda)}(x) - \langle \hat{a} \rangle), \end{aligned} \quad (14)$$

доказываемое аналогично (11). Для производящих операторов формула (14) примет вид:

$$\hat{\sigma}^{(\pm)} \rho_{\alpha}(q) = \chi_{\alpha}^{(\pm)}(a; q) \hat{\sigma}_{\alpha}^{(\pm)}(q), \quad q = q_1 + q_2, \quad (15)$$

где $\chi_{\alpha}^{(\pm)}(a; q) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{s=0}^{\infty} \chi_{\alpha}^{ls(\pm)}(a; q_1, q_2)$ — функции памяти, причем $\chi_{\alpha}^{(\pm)}(z_{\alpha}) = \delta_{\alpha\beta}$. Тогда с учетом (15) получим следующие уравнения для операторов $\hat{\sigma}_{\alpha}^{(\pm)}$, $\hat{\sigma}_{\alpha\beta}^{(\pm)}$:

$$\begin{aligned} \hat{\sigma}_{\alpha}^{(\pm)}(q) &= w_{\alpha}(q) - i \int_0^{\pm\infty} d\tau e^{-iH\tau} \{ [H, w_{\alpha}(q)] - T_{\alpha\beta}^{(\pm)}(q) \hat{\sigma}_{\beta}^{(\pm)}(q) \} e^{iH\tau}, \\ \hat{\sigma}_{\alpha\beta}^{(\pm)}(q_1, q_2) &= w_{\alpha\beta}(q_1, q_2) - i \int_0^{\pm\infty} d\tau e^{-iH\tau} \{ [H, w_{\alpha\beta}(q_1, q_2)] - \\ &\quad - T_{\alpha\beta;\rho\lambda}^{(\pm)}(q_1, q_2) \hat{\sigma}_{\rho\lambda}^{(\pm)}(q_1, q_2) - T_{\alpha;\beta\rho}^{(\pm)}(q) \hat{\sigma}_{\rho}^{(\pm)}(q) \} e^{iH\tau}, \quad q = q_1 + q_2. \end{aligned} \quad (16)$$

Здесь матрицы $T_{\alpha\beta}^{(\pm)}$, $T_{\alpha;\beta\rho}^{(\pm)}$, $T_{\alpha\beta;\rho\lambda}^{(\pm)}$ связаны с функциями памяти соотношениями

$$T_{\alpha, \hat{\zeta}_\alpha}^{(\pm)}(q) = \gamma_{\alpha, \hat{\zeta}_\alpha}^{(\pm)}([H, \hat{\zeta}_\alpha]; q),$$

$$T_{\alpha, \hat{\zeta}_\alpha}^{(\pm)}(q) = \gamma_{\alpha, \hat{\zeta}_\alpha}^{(\pm)}([H, \hat{\zeta}_\alpha], \hat{\zeta}_\alpha; q) + \gamma_{\alpha, \hat{\zeta}_\alpha}^{(\pm)}(\hat{\zeta}_\alpha, [H, \hat{\zeta}_\alpha]; q),$$

$$T_{\alpha, \hat{\zeta}_\alpha}^{(\pm)}(q_1, q_2) = \gamma_{\alpha, \hat{\zeta}_\alpha}^{(\pm)}([H, \hat{\zeta}_\alpha], \hat{\zeta}_\alpha; q_1, q_2) + \gamma_{\alpha, \hat{\zeta}_\alpha}^{(\pm)}(\hat{\zeta}_\alpha, [H, \hat{\zeta}_\alpha]; q_1, q_2). \quad (17)$$

Чтобы выразить функции памяти $z_\alpha^{\pm}(a; b)$ через средние с операторами $\hat{\zeta}_\alpha^{\pm}(q)$, заметим, что из определения операторов $\rho_\alpha^{\pm}(q)$ и $\bar{z}_\alpha^{\pm}(q)$ следует равенство

$$\text{Sp } \rho_\alpha^{\pm}(q, t) \bar{z}_\alpha^{\pm}(x) = \text{Sp } \bar{z}_\alpha^{\pm}(-q, -t) \hat{a}(-x).$$

В асимптотической области при $t \rightarrow \pm \infty$ это соотношение примет вид

$$\gamma_{\alpha, \hat{\zeta}_\alpha}^{(\pm)}(a; q) \text{Sp } \hat{\zeta}_\alpha^{(\pm)}(q) \bar{z}_\alpha^{\pm}(0) = \text{Sp } \hat{\zeta}_\alpha^{(\pm)}(-q) \hat{a}(0).$$

Аналогичные рассуждения позволяют записать уравнение памяти для определения функций $\gamma_{\alpha, \hat{\zeta}_\alpha}^{(\pm)}(a, b; q)$, $\gamma_{\alpha, \hat{\zeta}_\alpha}^{(\pm)}(a, b; q_1, q_2)$:

$$\begin{aligned} \gamma_{\alpha, \hat{\zeta}_\alpha}^{(\pm)}(a, b; q_1, q_2) \text{Sp } \hat{\zeta}_\alpha^{(\pm)}(q_1) \hat{\zeta}_\alpha^{(\pm)}(q_2) \bar{z}_\alpha^{\pm}(0) &= \text{Sp } \hat{\zeta}_\alpha^{(\pm)}(q_1) \hat{\zeta}_\alpha^{(\pm)}(q_2) \bar{z}_\alpha^{\pm}(0) \dots \\ &= \text{Sp } \hat{\zeta}_\alpha^{(\pm)}(-q_1) \hat{a}(0) \text{Sp } \hat{\zeta}_\alpha^{(\pm)}(-q_2) \hat{b}(0); \\ \gamma_{\alpha, \hat{\zeta}_\alpha}^{(\pm)}(a, b; q) \text{Sp } \hat{\zeta}_\alpha^{(\pm)}(q) \bar{z}_\alpha^{\pm}(0) &= \text{Sp } \hat{\zeta}_\alpha^{(\pm)} \rho_{ab}(q_1, q_2) \bar{z}_\alpha^{\pm}(0) \dots \\ &= \gamma_{\alpha, \hat{\zeta}_\alpha}^{(\pm)}(a; q_1) \gamma_{\alpha, \hat{\zeta}_\alpha}^{(\pm)}(b; q_2) \text{Sp } \hat{\zeta}_\alpha^{(\pm)}(q_1, q_2) \bar{z}_\alpha^{\pm}(0), \quad q = q_1 + q_2, \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} \text{Sp } \hat{\zeta}_\alpha^{(\pm)} \rho_{ab}(q_1, q_2) \bar{z}_\alpha^{\pm}(0) &= \int dy \text{Sp } \hat{\zeta}_\alpha^{(\pm)}(q_1 - q_2) \hat{\zeta}_\alpha^{\pm}(y) \bar{z}_\alpha^{\pm}(0) \\ &= z_{\alpha, \hat{\zeta}_\alpha}^{(\pm)}(2) e^{i(yq_1 - q_2 y)}. \end{aligned}$$

Рассмотрим теперь эволюцию во времени статистического оператора $\rho_{ab}(q_1; q_2; t)$ в области больших $|t|$. Определим огрубленный статистический оператор $\hat{\rho}_{ab}^{(\pm)}(q_1; q_2; t)$ как сумму асимптотически главных по времени членов ряда теории возмущений

$$\sigma_{ab}^{(\pm)}(q_1, q_2; t) = \sum_{n, m \geq 0} \sum_{l=0}^{n+m} t^l \sigma_l^{nm(\pm)}(a, b; q_1, q_2).$$

Используя определение асимптотических операторов (3), можно выразить операторы $\sigma_l^{nm(\pm)}(a, b)$ через операторы $\sigma_0^{nm(\pm)}(a, b)$:

$$\sigma_l^{nm(\pm)}(a, b; q_1, q_2) = \frac{(-i)^l}{l!} [H, \dots, [H, \sigma_0^{nm(\pm)}(a, b; q_1, q_2)] \dots]. \quad (18)$$

С учетом (18) и определения оператора округления $\hat{\sigma}^{(\pm)}$ (9) имеем

$$\begin{aligned}\hat{\sigma}_{ab}^{(\pm)}(q_1, q_2; t) &= e^{-iHt} \left(\sum_{n,m} \sigma_0^{nm(\pm)}(a, b; q_1, q_2) \right) e^{iHt} \\ &= e^{-iHt} (\hat{\sigma}^{(\pm)} \rho_{ab}(q_1, q_2)) e^{iHt},\end{aligned}$$

откуда, учитывая (12), запишем

$$\begin{aligned}\hat{\sigma}_{ab}^{(\pm)}(q_1, q_2; t) &= \gamma_2^{(\pm)}(a, b; q_1 + q_2) e^{-iHt} \hat{\sigma}_2^{(\pm)}(q_1, q_2) e^{iHt} + \\ &+ \gamma_2^{(\pm)}(a, b; q_1, q_2) e^{-iHt} \hat{\sigma}_2^{(\pm)}(q_1, q_2) e^{iHt}.\end{aligned}$$

С другой стороны, используя очевидные соотношения

$$[H, \hat{\sigma}^{(\pm)} \rho_{ab}(q_1, q_2)] = \hat{\sigma}^{(\pm)} [H, \rho_{ab}(q_1, q_2)],$$

получим

$$\hat{\sigma}_{ab}^{(\pm)}(q_1, q_2; t) = \hat{\sigma}^{(\pm)} (e^{-iHt} \rho_{ab}(q_1, q_2) e^{iHt}). \quad (19)$$

Таким образом, оператор округления $\hat{\sigma}^{(\pm)}$ переводит точный статистический оператор $\rho_{ab}(q_1, q_2; t)$ в асимптотический (огрубленный) статистический оператор $\hat{\sigma}_{ab}^{(\pm)}(q_1, q_2; t)$. Соотношение (19) согласно (12) можно записать в виде

$$\begin{aligned}\hat{\sigma}_{ab}^{(\pm)}(q_1, q_2; t) &= \gamma_2^{(\pm)}(a, b; q_1, q_2, t) \hat{\sigma}_2^{(\pm)}(q_1, q_2) + \\ &+ \gamma_2^{(\pm)}(a, b; q_1, q_2; t) \hat{\sigma}_2^{(\pm)}(q_1, q_2),\end{aligned}$$

где $\hat{\sigma}_2^{(\pm)}$, $\hat{\sigma}_{ab}^{(\pm)}$ — универсальные статистические операторы, а функции памяти $\gamma_2^{(\pm)}$, $\gamma_{ab}^{(\pm)}$ зависят как от начального состояния, так и от времени t . Эта формула и доказывает функциональную гипотезу в случае, когда состояние системы мало отличается от состояния статистического равновесия.

Обоснованию функциональной гипотезы в модели обобщенной линеаризованной гидродинамики без флуктуаций посвящена статья [3].

Список литературы: 1. Боголюбов Н. Н. Проблемы динамической теории в статистической физике. М.; Л., 1946. 113 с. 2. Ахиезер А. И., Пелетминский С. В. Методы статистической физики. М., 1977. 368 с. 3. Ансальдо В. В., Приходько В. И. К функциональной гипотезе в обобщенной линеаризованной гидродинамике // Пробл. ядер. физики и косм. лучей 1986. Вып. 26. С. 76—80.

Поступила в редакцию 22.07.87

SUMMARY

The functional hypothesis in the model of generalized linear hydrodynamics with fluctuations is proved. The closed system of equations for memory functions about initial state and for hydrodynamic evolution matrices is received.

ДЕЙСТВИЕ УСКОРЕННЫХ ПРОТОНОВ НА МЕХАНИЧЕСКИЕ И СТРУКТУРНЫЕ СВОЙСТВА ПОЛИИМИДНОЙ ПЛЕНКИ

Исследовано влияние облучения в вакууме протонами энергией 1 МэВ (средний ток 1,25 мкА) в диапазоне поглощенных доз 10—5000 Мрад на механические и структурные свойства пленок полиимида ПМ-А.

Механические испытания исходных и облученных образцов проводили на разрывной машине МР-10 при трех скоростях растяжения (1,10 и 100 мм/мин) с одновременной записью кривых растяжения. ИК-спектры пленок ПМ-А регистрировали в области 400—4000 см⁻¹ на спектрофотометре Spесord-1R-75 при следующих условиях: щелевая программа — 3, усиление — 1, масштаб — 7,5 мм/100 см⁻¹, время записи спектра—13,2 мин.

Образцы были приготовлены из полиимидной пленки толщиной 40 мкм, полученной двухстадийным методом путем термической имидизации полиамидокислоты (ПАК) в твердой фазе. Часть образцов готовили из полиимидной пленки, которую после основного технологического процесса подвергали дополнительной термической обработке при 600 К.

Исследованные полиимиды отличаются друг от друга по механическим свойствам в исходном состоянии. Так, у ПМ-А термообработанного (ПМ-А т. о.), прочность σ_r достигает 160 МПа, а у полиимида (ПМ-А) после технологического приготовления σ_r не превышает 130 МПа. После облучения пленок ПМ-А и ПМ-А т. о. (рис. 1) форма их диаграмм растяжения меняется характерным образом.

Основные изменения заключаются в том, что точка, отвечающая моменту разрыва образца, смещается к началу координат вдоль диаграммы растяжения исходного образца и отклоняется от нее в сторону.

При дозах облучения до 1 тыс. Мрад деформационные свойства исследуемых полиимидов практически не меняются, форма кривой $\sigma_r = f(\epsilon_r)$ сохраняется, но разрыв происходит на более ранней стадии растяжения. Небольшое снижение прочности в области поглощенных доз от 10 до 1000 Мрад можно связать с увеличением локальной дефектности полимера. В роли локальных дефектов могут выступать разрывы макромолекул, образующихся в результате радиационной деструкции.

Наблюдаемое повышение жесткости полимера можно объяснить пространственным сшиванием макроцепей. Это подтверждается и увеличением модуля упругости полимера после облучения.

Как видно из рис. 1, прочность менее чувствительна к облучению характеристика, чем эластичность. Высокая чувстви-

гелюность ν_R к облучению обусловлена, по-видимому, тем, что процессы, протекающие в полимере при облучении, — деструкция и сшивание — приводят к снижению деформационных свойств полимера, в то время как на прочность они влияют противоположным образом — разрыв макроцепей снижает, а сшивание увеличивает σ_R .

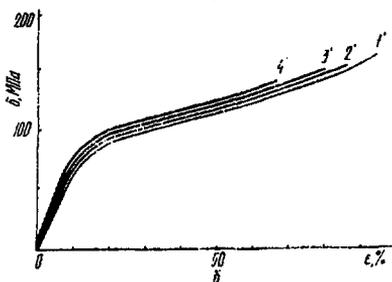


Рис. 1. Диаграммы растяжения полиимидных пленок ПМ-А (а) и ПМ-А т. о. (б) до и после облучения в вакууме протонами с энергией 1 МэВ:

1 — до облучения; 2 — 1, после облучения до поглощенных доз 10, 100 и 5000 Мрад соответственно

В зависимости от условий приготовления полимера соотношение процессов деструкции и сшивания в процессе облучения может меняться. Можно предполагать, что в образцах полиимидной пленки после дополнительной термообработки сшивание по сравнению с деструкцией замедляется. Об этом свидетельствует тот факт, что диаграммы растяжения после облучения у термообработанных образцов меньше отклоняются от диаграмм для исходных образцов, чем у образцов без термообработки.

Изучение временной зависимости прочности ПМ-А и ПМ-А т. о. по методике с использованием

критерия Белли [1], позволило определить энергию активации процесса разрушения U_0 и структурно-чувствительный коэффициент γ .

Влияние протонного облучения на параметры температурно-временной зависимости прочности полиимидных пленок отражено в таблице.

Как видно из таблицы, с ростом дозы облучения энергия активации процесса разрушения сначала увеличивается, затем монотонно уменьшается. Структурно-чувствительный коэффициент γ с ростом поглощенной дозы постепенно увеличивается.

Характерные изменения диаграмм растяжения, прочности σ_R , относительного удлинения ν_R , энергии активации U_0 и структурно-чувствительного коэффициента γ для облученных полиимидных пленок отражают, очевидно, те изменения, которые

| Материал | Поглощенная доза, Мрад | Энергия активации процесса разрушения G , ккал/моль | Структурно-чувствительный коэффициент γ , ккал/моль·кГ |
|----------|------------------------|---|---|
| ПМ-А | 0 | 15,0 | 1,90 |
| | 10 | 16,0 | 2,00 |
| | 100 | 14,5 | 2,30 |
| | 5000 | 10,0 | 2,50 |
| ПМ-А + о | 0 | 12,0 | 1,87 |
| | 10 | 12,6 | 1,91 |
| | 100 | 11,8 | 1,98 |
| | 5000 | 10,1 | 2,00 |

происходят в данном полимере в процессе облучения: разрыв молекул, их сшивание, переупаковка цепей, допиклизация и т. д. Согласно изменению деформационно прочностных характеристик, облученные образцы из термообработанной полиимидной пленки более устойчивы к протонному облучению. Очевидно, что в полиимидной пленке при дополнительной высокотемпературной обработке, произойдет дальнейшее циклообразование, выделение имидизационной воды и растворителя, что, естественно, приведет к устранению некоторых дефектных структур в пленке и снятию внутренних напряжений.

Сопоставление ИК-спектров исходных и облученных образцов полиимидной пленки показало, что они мало отличаются друг от друга, следовательно, устойчивость ПМ-А к действию радиации выше. Незначительные изменения наблюдаются в интенсивности полос 730, 1720 и 1780 см^{-1} , соответствующих колебаниям $\text{C}=\text{O}$ группы в имидном цикле (рис. 2). Уменьшение интенсивности указанных полос поглощения отражает частичное разрушение имидных циклов полимера в процессе облучения. Разрушение имидных циклов сопровождается сшивкой макромолекул ПМ-А, об этом свидетельствует увеличение фона в области 1500—1680 см^{-1} . В процессе облучения происходит также разрушение ПАК типа — CON , на что указывает уменьшение интенсивности полос поглощения 920, 940 и 1020 см^{-1} (см. рис. 2). При сшивании полиимида, обусловленного взаимодействием между соседними имидными циклами [2], в ИК-спектре должна появиться полоса 1660 см^{-1} . При облучении полиимидной

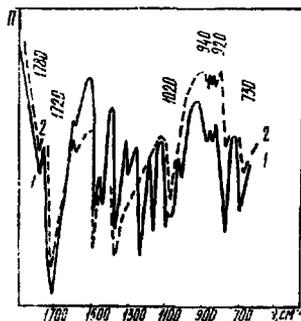


Рис. 2. ИК-спектры полиимида: 1 — исходный; 2 — облученный протонами дозой 1000 Мрад ($\delta = 40$ мкс)

пленки в вакууме такая полоса действительно наблюдалась. Одновременно, как указывалось выше, происходило уменьшение интенсивности имидных полос. По-видимому, возможно образование шнивок подобного типа, но лишь при поглощенных дозах, где уже с заметной скоростью происходит распад имидного цикла. Облучение пленок полиимида дозами до 5000 Мрад не приводит к существенному накоплению продуктов радиолиза: в ИК-спектре отсутствуют дополнительные полосы (см. рис. 2). Это является подтверждением более высокой радиационной стойкости полиимида по сравнению с радиационной стойкостью других полимеров.

Анализ механических испытаний и ИК-спектров подтверждает наличие корреляции в изменении различных показателей полиимидных пленок под действием протонного облучения в вакууме. Полученные результаты свидетельствуют о том, что процесс облучения в вакууме в полиимидной пленке сопровождается конкурирующими реакциями, связанными с разрывом и сшиванием основной цепи полимера, причем процессы сшивания являются преобладающими.

Список литературы: 1. Регель В. Р., Слущер А. И., Томашевский Э. Е. Кинетическая природа прочности твердых тел. М., 1974. 560 с. 2. *Высокотемпературные превращения в полиимидах*/А. П. Рудаков, М. И. Бессонов, М. А. Котон и др.//Докл. АН СССР. 1980, 161, № 3. С. 617--619.

Поступила в редколлегию 31.07.87

SUMMARY

The changes of mechanical properties of polyimide film under action of proton with energy 1 MeV in vacuum are studied. The experimental data such as mechanical strength, durability, activation energy of breaking process and structure coefficient are list. The qualitative bond of radioactive changes and the structure of polymer film is found thanks to the typical changes of destruction stress, the deformation of the polymer, activation energy of breaking process.

УДК 535.29+537.222.2

Т. С. БЕССОНОВА, А. С. ЗАБАРА

О ПРОЦЕССАХ ЛОКАЛИЗАЦИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЗАРЯДОВ В ОПТИЧЕСКИХ ДИЭЛЕКТРИКАХ И О НЕКОТОРЫХ ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИХ И ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТАХ

При облучении диэлектриков заряженными частицами, пробег которых меньше толщины образца, в объеме материала появляются два вида электрических зарядов. Это вторичные электронно-дырочные пары, образующиеся при ионизации атомов облучаемого вещества, и заряды самих падающих частиц.

После прохождения заряженной частицы вторичные элект-

тронно-дырочные пары могут прорекомбинировать между собой или локализоваться на имеющихся в материале ловушках, обусловленных наличием собственных и примесных микродефектов. Поскольку вторичные электроны и дырки образуются в равных количествах, то локализация их не приводит к изменению общего потенциала образца и возникающие в объеме электрические поля оказываются взаимоскомпенсированными. Захват же на указанные ловушки самих падающих частиц после их термализации нельзя считать доказанным, так как никак не установлена однозначная связь между концентрацией и глубиной ловушек в запрещенной зоне и способностью диэлектрика к накоплению избыточного электрического заряда. Известно, что эти ловушки принимают участие в электронно-дырочных процессах радиационного окрашивания оптических материалов и рекомбинационной люминесценции. Центры же локализации термализованных зарядов падающих частиц пока надежно не идентифицированы.

Также отсутствуют систематизированные литературные данные о влиянии сильных электрических полей на оптические эффекты в различных материалах, что не позволяет определить возможность прогнозирования ожидаемых изменений оптических свойств диэлектриков при накоплении ими заряда падающих частиц. Недостаточно изучены явления, связанные с механической непрочностью некоторых материалов при возникновении и стекании объемного заряда.

В настоящей работе приведен обзор по наблюдавшимся электромеханическим и электрооптическим эффектам в кристаллах на основе корунда α — Al_2O_3 (сапфире и рубине), нашедшим широкое применение в различных областях техники, и с учетом опубликованных данных по радиационно-зарядовым эффектам в кварцевых, алюмофосфатных, силикатных и органических стеклах предложены модельные представления о процессах локализации электрических зарядов в оптических диэлектриках.

Исследованиями различных авторов установлено, что вне зависимости от степени радиационного окрашивания корунда заряд падающих частиц в большинстве случаев быстро «рассасывается» в процессе облучения из-за высокой радиационной проводимости кристаллической решетки рассматриваемого материала. Некоторые физические явления, обусловленные зарядкой поверхности кристаллов, наблюдались лишь при больших интенсивностях падающих частиц (электронов малых энергий), когда приток электрических зарядов превалировал над их утечкой. Так, при облучении тонких монокристаллических пленок в электронном микроскопе наблюдалось искажение дифракционной картины вследствие электрострикционной деформации образцов [1, 2]. При этом появлялась новая подрешетка вдоль оси 110 с периодом 80 Å, смещался центр дифракционной картины. По значению этого смещения была рассчитана напря-

женность электрического поля в исследованных образцах: $|E^1|$ оказался порядка $2 \cdot 10^4$ кВ·см⁻¹. Избыточная концентрация зарядов падающих частиц может вызывать искривление поверхности кристалла в процессе облучения [3].

Более глубоко изучено воздействие сильных электрических полей (внутренних и внешних) на спектральные свойства кристаллов, обусловленные электронными переходами между энергетическими уровнями примесных дефектов. Эти энергетические уровни формируются внутрикристаллическим электрическим полем, создаваемым положительными и отрицательными зарядами понов основной кристаллической решетки. Из-за появления какой-либо дополнительной компоненты вектора напряженности может меняться как положение энергетических уровней дефектов, так и вероятность электронных переходов между этими уровнями.

Рассмотрим решетку монокристаллов корунда α — Al_2O_3 (сапфира и рубина), образованную двухзарядными ионами O^{2-} и трехзарядными ионами Al^{3+} [4]. Сильное электрическое взаимодействие приводит к так называемой гексагональной плотнейшей упаковке понов, образующих кристаллическую структуру корунда. При изоморфном замещении понов Al^{3+} трехвалентным хромом происходит изменение параметров решетки, а в запрещенной зоне возникает система энергетических уровней, между которыми возможны безызлучательные и излучательные электронные переходы. Это в свою очередь вызывает изменение оптических характеристик кристалла; появляются дополнительные полосы поглощения и люминесценции, что позволяет использовать легированный корунд для практических целей. В частности, на электронных излучательных переходах между возбужденным метастабильным 2E уровнем и основным 4A_2 состоянием работают современные рубиновые лазеры, генерирующие в R -линиях излучения понов Cr^{3+} .

При помещении кристаллов рубина во внешнее сильное электрическое поле (до 500 кВ·см⁻¹) наблюдалось расщепление линий поглощения и излучения понов Cr^{3+} [5—7], увеличение квантового выхода люминесценции и поглощения в R -линиях, уменьшение длительности возбужденного состояния τ [8].

Полагая, что центры окраски, образующиеся при облучении, создают в рубине дополнительное локальное электрическое поле, авторы работ [9, 10] по уширению линий ЭПР рассчитали его эффективную величину, оказавшуюся равной 20 — 30 кВ·см⁻¹, а также экспериментально определяли уменьшение τ на 2% .

В работе [11] сравнивали эффекты в облученном рубине, которые приписаны действию внутренних электрических полей центров наведенной окраски (Cr^{2+} и Cr^{3+}): увеличение сил осцилляторов R - и B -линий поглощения, снижение квантового выхода люминесценции в R -линиях, уменьшение τ -времени жизни 2E -метастабильности с эффектами, возникающими при наложе-

нии на рубин внешнего электрического поля напряженностью $100 \text{ кВ}\cdot\text{см}^{-1}$. Оказалось, что во внешнем поле возрастает поглощение только в R -линиях, в B -линии либо остаются неизменными, либо уменьшаются. При этом интенсивность свечения в R -линиях возрастала на десятки процентов, длительность фосфоресценции также увеличивалась. Такую неадекватность влияния внутренних и внешних электрических полей авторы [11] объясняют тем, что внешнее поле с постоянным вектором напряженности не снижает симметрию ионов Cr^{3+} , тогда как локальное поле центров окраски способно поизнить симметрию примесного иона до триклинной (вместо кубической).

Приведенные в обзоре данные свидетельствуют о том, что воздействие сильных электрических полей на оптические эффекты зависит от того, создаются ли эти поля внешними устройствами или образуются внутри кристалла благодаря «оседанию» вторичных зарядов на ловушках. Результаты такого воздействия могут быть диаметрально противоположными, что ставит во главу угла экспериментальные исследования при решении конкретных научно-технических задач. Обнаруженная неадекватность связана с асимметрией решетки кристаллов рассмотренного типа и с неоднородностью собственных электрических полей, создаваемых структурообразующими ионами, по различным кристаллографическим направлениям. Она может иметь место и в аморфных стеклообразных диэлектриках, поскольку в электрических полях они становятся неизотропными [12].

Ряд других опубликованных работ подтверждает необходимость учета условий проведения эксперимента при интерпретации полученных результатов. Так, интенсивность свечения кварцевых стекол, регистрируемая при бомбардировке протонами, по мере накопления поверхностного заряда возрастает (благодаря влиянию электрического поля на излучательную эффективность центров люминесценции) [13], а в органических — при электронном облучении уменьшается из-за отталкивающего действия электрического поля на падающий поток и увеличения вследствие этого коэффициента обратного рассеяния [14].

Что касается самого процесса локализации зарядов падающих частиц и некоторых наблюдавшихся в связи с этим явлений, то проследживается аналогия между диэлектрическими кристаллами, с одной стороны, и кварцевыми стеклами, с другой. Общими закономерностями можно считать: отсутствие накопления объемного заряда и повреждения материала вследствие стекания поверхностного; возникновение поверхностного некрового пробоя при больших интенсивностях облучения частицами с малым пробегом; увеличение выхода люминесценции под действием электрического поля. Вместе с тем сафир, рубин и кварцевые стекла резко отличаются глубиной и концентрацией ловушек в зонах, откуда можно заключить, что однозначная связь между способностью к накоплению нескомпенсиро-

ванного объемного заряда и указанными характеристиками отсутствует. По-видимому, захват на указанные ловушки самих падающих частиц затруднен, так как этот эффект нарушает равновесное энергетическое состояние диэлектрика. Локализация таких зарядов может происходить по другому механизму, который будет описан ниже.

Электрический заряд падающей частицы может вызывать поляризацию и деформацию окружающей среды, вследствие чего возникает вызванная им самим потенциальная яма. Суммарный эффект можно охарактеризовать как появление в объеме материала полярона, т. е. некоей составной квазичастицы (электрон плюс связанные с ним фононы). Поляроны могут мигрировать в решетке, перемещаясь как нечто целое. При этом возможен выход полярона к поверхности образца и его утечка на окружающие металлические предметы, либо его компенсация ионами воздуха. С другой стороны, в процессе миграции полярона возможен его захват на имеющиеся дефекты структуры. Однако эти дефекты, в принципе, должны быть более сложными, чем обычные ловушки для электронно-дырочных пар, так как эффективная масса полярона значительно больше, чем у элементарного заряда.

При локализации поляронов в объеме образца появляется электрический потенциал, который при достижении критического значения может привести к возникновению пробоя. Если облучаемый материал является хрупким, то возникающий пробой сопровождается растрескиванием образца. Изложенный механизм появления «внедренного» заряда свидетельствует о том, что данный процесс зависит от совокупности констант вещества и не может быть объяснен какой-то одной универсальной причиной.

Рассмотрим в свете изложенного выше имеющиеся экспериментальные данные по накоплению объемного заряда. Такой заряд возникает в алюмофосфатных, силикатных и органических стеклах. (см., например, [12, 14—16]). Облучение же кристаллов из оксида алюминия и стекол из оксида кремния к накоплению заряда не приводит. Все перечисленные материалы являются хорошими диэлектриками, однако, отличаются плотностью упаковки остовообразующих ионов и степенью макродефектности.

Оксидные кристаллы характеризуются плотнейшей упаковкой ионов, так что, по-видимому, электрического поля единичного заряда недостаточно, чтобы вызвать поляризацию и деформацию микроучастка решетки, и поляроны не образуются вообще. Вследствие этого кристаллы сапфира и рубина обладают высокой радиационной проводимостью, и накопления заряда падающих частиц в них не происходит (вне зависимости от того, являются ли кристаллы «чистыми» или насыщенными собственными и примесными дефектами).

Кварцевые и силикатные оптические стекла сложных составов имеют одну и ту же основу — окись кремния, а накопления объемного заряда наблюдаются только в силикатных стеклах. Наиболее вероятно что кремний-кислородная сетка допускает образование поляронов, однако, в первом случае в достаточно чистом кварцевом стекле отсутствуют макродефекты для локализации поляронов, а в силикатных стеклах сложных составов, содержащих в качестве компонентов окислы других элементов, границы разнородных кристаллитов служат центрами их стабилизации.

Органические пластмассы отличаются малой величиной молекулярных связей, вследствие чего возможна самолокализация полярона в месте его образования.

Рассмотрение имеющихся экспериментальных данных по локализации электрических зарядов в объеме диэлектриков говорит о том, что этот эффект можно подразделить на два вида процессов. Один из этих процессов связан с захватом взаимокompенсированных электронно-дырочных пар, образующихся вдоль трека падающей частицы, и определяется видом и концентрацией ловушек вторичных зарядов, другой — со стабилизацией сложной квазичастицы — полярона, образующегося в конце пробега первичной частицы. Аккумуляция заряда падающих частиц происходит, если, с одной стороны, решетка вещества является достаточно «эластичной», чтобы полярон мог образоваться в месте остановки первичной частицы, и если, с другой стороны, решетка содержит более сложные, чем ловушки вторичных электронно-дырочных пар, макродефекты, которые способны «удерживать» массивный полярон в объеме диэлектрика.

Из приведенных рассуждений видно, что хорошие диэлектрики с высоким исходным удельным сопротивлением не всегда способны к накоплению электрического заряда падающих частиц, поскольку для возникновения эффекта необходимо, чтобы вещество обладало определенной совокупностью свойств: 1. малая электропроводимость; 2. пониженная жесткость структуры и, как следствие, способность к образованию полярона; 3. а) возможность самолокализации полярона или; б) наличие макродефектов, стабилизирующих поляроны в объеме вещества, как следствие — малая радиационная проводимость.

Предложенная модель согласуется с экспериментальными данными для алюмофосфатных стекол [15], где установлена сложная природа центров захвата падающих электронов, представляющих собой структурные единицы сетки стекол, а именно группировки PO_4 . Центрами же локализации вторичных электронно-дырочных пар являются обычные ловушки в запрещенной зоне, заполнение которых приводит к радиационному окрашиванию образцов, не коррелирующему с электроразрядными явлениями.

Эта модель также позволяет объяснить разницу в величине критического флюэнса заряженных частиц (электронов и протонов), при котором возникает электрический пробой [16]. Для протонов он заметно ниже, чем для электронов, что может быть связано с «разрыхлением» структуры материала в конце пробега тяжелой частицы, где наибольший вклад в потери энергии вносят упругие соударения.

В рамках этой модели легко объяснить и эффект возникновения пробоа при механических воздействиях на предварительно облученный образец [12, 15, 16]. Любая пластическая деформация изменяет условия стабилизации поляронов и стимулирует их сток к месту воздействия по лавинному механизму.

Данная работа позволяет сделать следующие выводы. Характер изменения оптических и радиационно-оптических свойств материалов под действием сильных электрических полей обусловлен, в основном, техническими эффектами, зависящими от условий эксперимента, и практически не поддается прогнозированию.

Эффекты накопления и стока заряда падающих частиц определяются совокупностью электромеханических свойств диэлектрика и могут быть интерпретированы в рамках поляронной модели процесса локализации.

Список литературы: 1. *Yamaguchi S.* Electronic field induced deformation of ruby/*J. Appl. Phys.* 1976. 46, № 1, P. 439-440. 2. *Yamaguchi S.* Electron diffraction study on electrostriction of ruby/*Kryst. and Techn.* 1975. 10, № 3, P. 271-274. 3. *Воронов Ю. В., Тимофеев Ю. П.* Энергетический выход свечения рубина при электронном возбуждении/*Журн. прикл. спектроскопии* 1965. 2, № 2, С. 126-131. 4. *Грыз-Гржибайло С. В., Кляссон-Пеклодобна М. В.* Основные свойства монокристаллов рубина и докекельфита по литературным данным/*Рубин и сапфир*, М., 1974, С. 11-17. 5. *Катликский А. А., Мовчарова В. П.* Линейный эффект Штарка на выходе рубина Физика твердого тела, 1967. 9, № 9, С. 2704-2706. 6. *Каллянский А. А., Мовчарова В. П., Прасадский А. К.* Влияние электрического поля на спектры люминесценции обменно-связанных пар ионов хрома в рубине/*Письма в Журн. эксперим. теорет. физики*, 1967. 5, № 12, С. 427-430. 7. *Поуде Е. В., Vinenberg N.* Linearelectric shifts in the paramagnetic resonance of $MgO:Cr$ and $MgO:Cr^{2+}$ /*Phys. Rev.* 1963. 131, № 5, P. 1912-1923. 8. *Моргенштерн Э. Л., Нейструев В. Б.* Возрастающее выхода люминесценции рубина во внешнем электрическом поле/*Оптика и спектроскопия*, 1971. 39, № 2, С. 361-364. 9. *Архангельский Г. Е., Моргенштерн Э. Л., Нейструев В. Б.* Влияние центра-ионов свавски на спектр Cr^{3+} в рубине/*Изв. АН СССР Сер. Физика*, 1969. 33, № 5, С. 875-878. 10. *Arkhangel'skii G. E., Morgenshtern Z. L., Neustrucev V. B.* Effect of colour on the Cr^{3+} spectrum in ruby/*Phys. Stat. Sol.* 1969. 36, № 2, P. 451-457. 11. *Нейструев В. Б.* Исследование спектрально-люминесцентных свойств рубина как активной среды оптического квантового генератора/*Тр. ФИАН*, 1974. 79, С. 3-38. 12. *Влияние внешнего электрического поля на некоторые свойства силикатных стекол*/А. П. Акиншин, П. П. Прокофьев, Ю. П. Тютрин и др./*Изв. вузов. Сер. Физика*, 1974, № 11, С. 99-104. 13. *Бессоновна Т. С., Старостина Г. П., Верейн Г. В.* Цикличность люминесценции кварцевого стекла при протонном облучении/*Журн. прикл. спектроскопии*, 1988. 33, № 1, С. 168-169. 14. *Евдокимов О. Б., Якушкин П. П.* Взаимодействие электронного пучка с объемным зарядом в диэлектриках/*Физика твердого тела*, 1974. 16, № 2, С. 564-566. 15. *Резицын И. М.* Механо-электрические явления в заряженных стеклах/А. А. Воробьев, Е. К. Замалская, В. А. Стародубцев, Б. В. Федоров/*Изв. вузов. Сер. Физика*, 1977. № 2.

Поступила в редакцию 12.08.87

SUMMARY

The review of electromechanical and electrooptical effects in crystals on the base of corundum is given. Model presentations about localization processes of electrical charges in optical dielectrics are proposed. Phenomena arising in different materials when accumulating and sinking of incident particles charge are interpreted in frames of polaron model of localization process. The relationship of these phenomena with structure features of irradiated dielectric is determined.

УДК 539.17

А. Т. ДЬЯЧИКО

ПОЛУФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ ЯДЕРНОЙ ГАЗОДИНАМИКИ В ПРОМЕЖУТОЧНОЙ ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ ЯДРО-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ

1. В настоящее время в физике тяжелых ионов большой интерес вызывает промежуточная энергетическая область с энергиями столкновений от ~ 10 до ~ 100 МэВ на нуклон [1, 2]. В этой области энергий происходит интенсивное накопление экспериментальных данных, которые стимулируют развитие новых теоретических представлений о коллективной динамике ядро-ядерного взаимодействия.

Одним из наиболее впечатляющих результатов в столкновениях двух тяжелых ядер, недавно полученных в области более высоких энергий $E = 400$ МэВ/нукл., является обнаружение гидродинамического коллективного потока в реакции $^{93}\text{Nb} + ^{93}\text{Nb}$ [3, 4]. В области более низких энергий (Ед. м. < 100 МэВ/нукл.) естественно ожидать аналогичного результата. Однако пока подобный эффект не исследован ни экспериментально, ни теоретически.

Теоретическое описание взаимодействия тяжелых ядер в области низких энергий осложняется необходимостью учета многих квантомеханических деталей процесса столкновения тяжелых ядер, а с переходом к более высоким энергиям — необходимостью учета столкновений между составляющими ядра нуклонами. Так что, если при низких энергиях динамику взаимодействия сложных ядер могут описывать подходы, основывающиеся на приближении среднего поля [5], квазиклассический предел, к которому был рассмотрен нами ранее [6, 7], то с переходом к более высоким энергиям существенное влияние

на процесс столкновения оказывают нуклон-нуклонные соударения, приводящие к установлению в системе локального термодинамического равновесия.

В настоящей работе уравнения ядерной газодинамики формулируются в релаксационном, так называемом τ -приближении. Это позволяет включить в рассмотрение традиционную локально-равновесную газодинамику (см., например, [8]) при $\tau=0$ и приведенные ранее [6, 7] неравновесную газодинамику при $\tau=\infty$.

2. Уравнения ядерной газодинамики с учетом столкновений между нуклонами следуют из кинетического уравнения (см. [9]) для одночастичной функции распределения $f(\vec{r}, \vec{p}, t)$:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{p_i}{m} \frac{\partial f}{\partial x_i} = - \frac{\partial W}{\partial x_i} \frac{\partial f}{\partial p_i} - \text{St}(f), \quad (1)$$

где $W(\vec{r}, t)$ — эффективный самосогласованный потенциал ядерной материи, $\text{St}(f)$ — столкновительный интеграл.

Правая часть уравнения (1) является квазиклассическим пределом более общего выражения

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{p_i}{m} \frac{\partial f}{\partial x_i} - \frac{2}{h} \sin\left(h \frac{\nabla_{p_i} \nabla_{x_i}}{2}\right) f W \quad (2)$$

для одночастичной функции Вигнера, связанной с хартри-фокковской матрицей плотности $\rho(\vec{r}, \vec{r}', t)$ [10, 11] соотношением

$$f(\vec{r}, \vec{p}, t) = \int \rho\left(\vec{r} + \frac{\vec{s}}{2}, \vec{r} - \frac{\vec{s}}{2}, t\right) \exp\left(-i \frac{\vec{p}\vec{s}}{h}\right) d^3s. \quad (3)$$

Здесь всюду по повторяющимся индексам $i=1, 2, 3$ предполагается суммирование, а значок над оператором ∇ в (2) указывает на какую функцию действует данный оператор. Соотношение (2) при $h \rightarrow 0$ приводит к полуклассическому уравнению (1) и позволяет, таким образом, находить квантовомеханические поправки к (1).

Входящий в левую часть столкновительный интеграл определяется особенностями столкновительной динамики составляющих ядра нуклонов. Однако для качественного анализа, которым мы здесь ограничимся, можно воспользоваться распространенным для задач кинетики [9] τ -приближением:

$$\text{St}(f) = \frac{f_0 - f}{\tau}, \quad (4)$$

где f_0 — равновесная, т. е. отвечающая состоянию локального равновесия функция распределения, τ — характерный параметр, соответствующий времени столкновения между частицами. Па-

параметр τ , следуя Бертчу [12], может быть связан с приходящейся на один нуклон энергией E , вносимой в систему ($\tau \approx 3,3/E \cdot 10^{-21}$ с), где E — энергия столкновения в МэВ/нукл. Связь между τ и E найдена из качественных соображений о релаксации возбужденной в момент удара ядерной системы, характеризуемой некоторым параметром и энергией деформации ферми-поверхности, к состоянию ферми-сферы, соответствующей локальному равновесию. Более точным, на наш взгляд, соотношением является следующее:

$$\tau = \frac{2}{E_1} \cdot 10^{-22} \text{ с.} \quad (5)$$

выражение τ непосредственно через приходящуюся на нуклон энергию возбуждения E_1 , где

$$E_1 = (E_D + I_1) \rho. \quad (6)$$

$$E_D = \frac{1}{10} \frac{\hbar^2}{m} \left(\frac{3}{2} \pi^2 \rho_0 \right)^{2/3} \rho \left(\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^2 - 2 - 3 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{2/3} \right). \quad (7)$$

Здесь энергия деформации E_D представляет собой разность между кинетическими томас-фермиевскими энергиями в состояниях деформированного ферми-эллипсоида ($E_D((\frac{\rho}{\rho_0})^2 + 2)\rho$) и ферми-сферы ($E_D \sim \rho^{5/3}$) при одинаковой плотности ρ ; I — так называемая плотность однотельной тепловой энергии; ρ_0 ($\rho_0 = 0,145 \text{ фм}^{-3}$) — равновесная ядерная плотность.

В соответствии с выражением (5) время релаксации τ различно на разных стадиях реакции. Так, для одной и той же энергии столкновения τ на стадии сжатия может оказаться в несколько раз меньше, чем τ на стадии разрежения. Зная из решения соответствующих уравнений газодинамики зависимость τ от энергии столкновения на каждом этапе процесса столкновения, можно для каждого этапа сформулировать подходящее уравнение состояния. Последнее зависит от соотношения между временем релаксации τ и характерным временем столкновения t_c . В качестве параметра t_c можно взять, например, время распространения ударной волны и время распространения волны разрежения.

Из решений уравнений, соответствующих газодинамической модели [6], следует, что на стадии разрежения во всем диапазоне энергий E_1 , $m < 100$ МэВ/нукл. $t_c \ll \tau$. На стадии сжатия (рис. 1, кривая 1) это соотношение для ядер среднего размера выполняется примерно до 30 МэВ/нукл., где оно изменяется на обратное ($t_c \gg \tau$).

3. Для получения искоемых уравнений газовой динамики, которые охватили бы всю рассматриваемую область энергий при отыскании приближенного решения уравнения (1), можно воспользоваться методом расщепления по физическим процессам

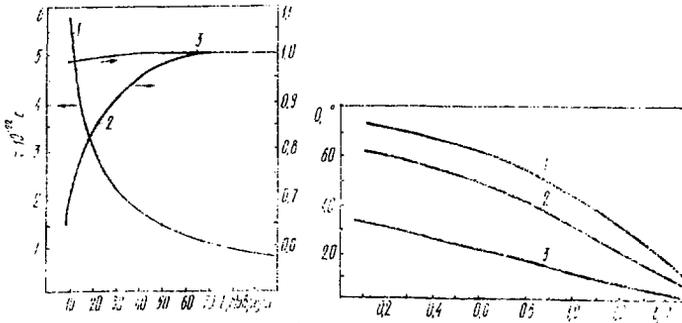


Рис. 1. Зависимость времени релаксации τ от энергии столкновения согласно соотношению (5) на стадии сжатия [6, 7] (кривая 1); зависимость отношения скоростей звука C_T/C_{L1} в поперечном и продольном направлениях от энергии столкновения (кривая 2); аналогичная зависимость отношения давлений P_T/P_{L1} в поперечном и продольном направлениях (кривая 3).

Рис. 2. Зависимость угла отклонения θ от безразмерного параметра удара b/R (R — радиус ядра) для реакции $^{98}\text{Nb} + ^{91}\text{Nb}$ для энергии столкновения $E = 10$ МэВ/нукл. (кривая 1), $E = 30$ МэВ/нукл. (кривая 2) и $E = 100$ МэВ/нукл. (кривая 3).

[13]. Такими процессами здесь являются перенос вещества как целого и установление равновесия в квазиоднородной среде. При этом для однородной среды решение уравнения (1) с учетом (4) дается выражением

$$f(\vec{r}, \vec{p}, t) = f_0(\vec{r}, \vec{p}, t) e^{-\alpha t} + f_{\infty}(\vec{r}, \vec{p}, t)(1 - e^{-\alpha t}). \quad (8)$$

где $f_0(\vec{r}, \vec{p}, t)$ — равновесная функция распределения, $f_{\infty}(\vec{r}, \vec{p}, t)$ — неравновесная функция распределения, которая в первом приближении аппроксимируется ферми-эллипсоидом.

Процесс переноса ядерной среды приблизительно описывается уравнениями ядерной гидродинамики, где тензор давления p_{ij} к плотности энергии ϵ выражается через функцию распределения $f(\vec{r}, \vec{p}, t)$ из выражения (8):

$$p_{ij} = \int \frac{p_i p_j}{m} f(\vec{r}, \vec{p}, t) \frac{d^3 p'}{(2\pi\hbar)^3}; \quad (9); \quad \epsilon = \int \frac{p^2 p'}{2m} f(\vec{r}, \vec{p}, t) \frac{d^3 p'}{(2\pi\hbar)^3}. \quad (10)$$

После приведения к главным осям тензор p_{ij} становится диагональным с элементами $p_{11} = p_{22} = p_{\perp}$, $p_{33} = p_{\parallel}$, причем $p_{11} = p_{k1n} + p_{l1n}$ (11); $p_{\perp} = p_{k\perp n} + p_{l\perp n}$ (12); $\epsilon = \epsilon_{kn} + \epsilon_{ln}$ (13).

Здесь члены p_{kln} , p_{lkn} , ϵ_{kn} связаны с кинетическим движением ферми-движения нуклонов

$$p_{int} = \left(\frac{1}{5} \frac{\hbar^2}{m} \left(\frac{3}{2} \pi^2 \rho_0 \right)^{2/3} \frac{\rho^3}{\rho_0^3} - 2I_1 \right) \exp \left(-\frac{t}{\tau} \right) + \left(\frac{1}{5} \frac{\hbar^2}{m} \left(\frac{3}{2} \pi^2 \right)^{2/3} \rho^{5/3} - \frac{2}{3} I \right) \left(1 - \exp \left(-\frac{t}{\tau} \right) \right); \quad (14)$$

$$p_{int}^{\pm} = \frac{1}{5} \frac{\hbar^2}{m} \left(\frac{3}{2} \pi^2 \rho_0 \right)^{2/3} \rho \exp \left(-\frac{t}{\tau} \right) + \left(\frac{1}{5} \frac{\hbar^2}{m} \left(\frac{3}{2} \pi^2 \right)^{2/3} \rho^{5/3} + \frac{2}{3} I \right) \left(1 - \exp \left(-\frac{t}{\tau} \right) \right); \quad (15)$$

$$e_{int} = \left(\frac{1}{10} \frac{\hbar^2}{m} \left(\frac{3}{2} \pi^2 \rho_0 \right)^{2/3} \left(\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^2 - 2 \right) \rho + I_1 \right) \exp \left(\frac{t}{\tau} \right) + \left(\frac{3}{10} \frac{\hbar^2}{m} \left(\frac{3}{2} \pi^2 \right)^{2/3} \rho^{5/3} + I \right) \left(1 - \exp \left(-\frac{t}{\tau} \right) \right). \quad (16)$$

Члены p_{int} , e_{int} обусловлены видом эффективного взаимодействия и для $W(\rho(r, t))$, выбранного в форме δ -взаимодействия

Скирма, имеют вид [6]: $p_{int} = \frac{3}{8} b_0 \rho^2 + \frac{1}{8} b_3 \rho^3$; $e_{int} = \frac{3}{8} b_0 \rho^2 + \frac{1}{16} b_3 \rho^3$ (17), где b_0 , b_3 — параметры эффективного взаимодействия ($b_0 = -1088,8$ МэВ фм³, $b_3 = 17270$ МэВ фм⁴).

Для замыкания уравнений газодинамики, представляющих собой систему для нахождения плотности $\rho(r, t)$, скорости $\vec{v}(r, t)$, плотности тепловой энергии $I(r, t)$ необходимо их до-

полнить связью между величинами $I = \int \delta f_0 \frac{p^2}{2m} \frac{d^3 p}{(2\pi\hbar)^3}$ и $I_1 = \int \delta f_1 \frac{p^2}{2m} \frac{d^3 p}{(2\pi\hbar)^3}$. В соответствии с описанным выше релаксационным приближением соотношение $I = (I_1 + E_D) \left(1 - \exp \left(-\frac{t}{\tau} \right) \right)$ (18) дает необходимую связь между начальной плотностью энергии возбуждения $\rho E_1 = (I_1 + E_D)$ и плотностью энергии I в состоянии локального равновесия.

Итак полученные уравнения состояния включают в себя оба предельных случая — традиционную локально-равновесную газовую динамику [8] при $t_c \gg \tau$ и неравновесную газовую динамику типа [6, 7] при $t_c \ll \tau$. Таким полуфеноменологическим путем устанавливается связь между подходами, основан-

ными на динамическом методе Хартри—Фока (ВЗХФ), и равновесной термо- и газодинамической.

4. Уравнения состояния определяют характер динамики взаимодействия сталкивающихся сложных ядер. С переходом от низких энергий к высоким картина процесса столкновения двух тяжелых ядер качественно изменяется (см. рис. 1, кривая 2).

Из рисунка видно, что скорость звука в поперечном к линии удара направлении $c_{\perp} = \sqrt{\frac{1}{m} \frac{\partial p_{\perp}}{\partial \rho_{\perp}}}$ существенно меньше скорости

звук в продольном направлении $c_{\parallel} = \sqrt{\frac{1}{m} \frac{\partial p_{\parallel}}{\partial \rho_{\parallel}}}$ при низких

энергиях $E \sim 10$ МэВ/нукл., но с увеличением энергии быстро достигает равного с ним значения. Это означает, что при низких энергиях столкновения боковое движение среды подавлено по сравнению с продольным. Этой же причиной можно объяснить и то, что для лобовых столкновений при энергиях ~ 100 МэВ/нукл. боковое движение подавлено согласно расчетам по методу ВЗХФ ($c_{\perp} \ll c$) и, напротив, ярко выражено в газодинамических расчетах [14], где $c_{\perp} \sim c$.

Отметим, что давление p_{\perp} в поперечном направлении мало отличается от давления p в продольном направлении (см. рис. 1, кривая 3). Наличие давления в поперечном направлении может приводить к эффекту отражения, наблюдающемуся при высоких энергиях.

5. Для качественной оценки переданного налетающему ядру поперечного импульса воспользуемся упрощенной картиной взаимодействия тяжелых ядер. Будем считать, что взаимодействие ядер сводится к взаимодействию их перекрывающихся частей — участников при заданном параметре удара b , а неперекрывающиеся части — спектаторы испытывают лишь косвенное влияние этого взаимодействия в результате возрастания давления в области перекрытия.

При этом импульс переданного спектатору налетающего ядра определяется по формуле $q = \int_0^{t^*} p_{\perp} S dt$ (19), где S — площадь

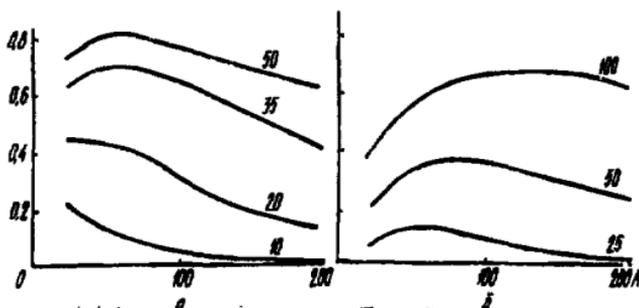
поверхности спектатора, равная $S = \pi \left(R_p^2 - \left(\frac{b^2 - R_T^2 + R_p^2}{2b} \right)^2 \right)$

к которой приложена поперечная составляющая тензора давления p_{\perp} ; t^* — эффективное время взаимодействия ядер; R_T и R_p — радиусы ядра мишени и налетающего ядра соответственно.

В качестве p_{\perp} используем выражение (12), где величины ρ и l находятся из решений уравнений газодинамики [6, 7]. Время взаимодействия t^* соответствует окончанию газодинамической стадии.

Зная переданный спектрау импульс $q_-(b)$, а также его продольную составляющую $q(b)$, можно определить угол отклонения $\theta = \arctg \frac{q_-(b)}{q(b)}$ в зависимости от энергии столкновения.

Результаты (рис. 2), полученные в упрощенной модели ядро-ядерных столкновений, дают лишь качественное описание явления. Для энергии $E=400$ МэВ/нукл. зависимость $\theta(b)$ оказывается промежуточной формы между аналогичными зависи-



Зависимость θ от атомного ядра мишени при различных энергиях протонов (а) и α -частиц (б)

мостями в работах [15; 16]. В отличие от теоретической оценки [16], в полученной зависимости $\theta(b)$ максимум кривой сдвинут в область малых $b \approx 0$.

6. Из рис. 2. видно, что в области промежуточных и низких энергий угол отклонения θ достаточно велик (для малых b), и было бы интересно изучить это явление экспериментально. С увеличением энергии столкновения при одном и том же параметре удара b угол отклонения θ уменьшается. При энергии 400 МэВ/нукл. (Ед. м. = 100 МэВ/нукл.) имеется качественное соответствие с другими теоретическими интерпретациями эффекта отскока в реакции Nb+Nb [4].

Список литературы: 1. Scott D. K. Nuclear Collisions at Intermediate Energies//Тр. междунар. шк. по структуре ядра. Алута, 1980. С. 297—336. 2. Guet C. Some Aspects of Intermediate Energy Heavy Ion Reactions//Nucl. Phys. 1983. A400. P. 191—220. 3. Collective Flow Observed in Relativistic Nuclear Collisions/H. A. Gustafsson, H. H. Gutbrod, B. Kolb e. a.//Phys. Rev. Lett. 1984. 52. P. 1590—1593. 4. Kinetic Energy Flow in Nb (400 MeV) + Nb Reaction Evidence for Hydrodynamic Compression of Nuclear Matter/G. Buchwald, G. Graebner, J. Theis e. a.//Phys. Rev. Lett. 1984. 52, P. 1594—1599. 5. Bonch P., Koonin S., Negele J. W. One-dimensional Nuclear Dynamics in the Time-dependent Hartree-Fock Approximation//Phys. Rev. 1976. с. 13. P. 1226—1258. 6. Дюченко А. Т., Рубцёва В. А., Эйсмонт В. П. О динамике столкновений тяжелых ионов в области энергий 10—100 МэВ на нуклон/Изв. АН СССР. Сер. Физика. 1981. 45. С. 764—771. 7. Дюченко А. Т. Газодинамическая модель и эмиссия высокоэнергетических частиц в почти центральных столкновениях тяжелых ионов/Препринт РИ-148. Ленинград. 1981. 9 с.

8. Wong C. Y., Mc Donald J. A. Dynamics of Nuclear Fluid III. General Considerations of the Kinetic Theory of Quantum Fluids//Phys. Rev. 1977. С. 16. P. 1196—1215. 9. Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Физическая кинетика. М., 1979. 290 с. 10. Wigner E. P. On the Quantum Correction for Thermodynamic Equilibrium//Phys. Rev. 1930. 40. P. 749—759. 11. Kolomietz V. M., Tang H. K. Microscopic and Macroscopic Aspects of Nuclear Dynamics in Mean-field Approximation//Phys. Scr. 1981. 24. P. 915—924. 12. Bertsh G. The Collision Integral in Nuclear Matter at Zero Temperature//Z. Phys. 1978. A289. P. 103—108. 13. Белоцерковский О. М. Численное моделирование в механике сплошных сред. М., 1984. 290 с. 14. Stocker H. Medium. Energy Collisions of Heavy Nuclei in the Three-dimensional Nuclear Fluid Dynamical (NFD) and TDHF Models//Z. Phys. 1980. A294. P. 125—132. 15. Cugnon J., L'Hote D. Global Variables and the Dynamics of Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions//Nucl. Phys. 1983. A397. P. 519—527. 16. Shtirman B., Zwermann W. One the Origin of the Flow Angle in High-energy Collisions of Heavy Nuclei//Phys. Lett. 1985. 158B. P. 366—371.

Поступила в редколлегию 22.04.87

SUMMARY

The bounce-off effect was considered for projectile at intermediate energies 10—100 Mev Onucl. for Nb+Nb reaction. The estimation of the deviation angle made for the projectile remains in the frame of participate-spectator model. Semiphenomenological state equations were used in the calculation. These equations of the state include the two extreme limits — the traditional equilibrium gasdynamics and the semiclassical limit of the TDHF equations.

УДК 539.2.548.4

В. Д. АФАНАСЬЕВ, Ю. И. ГОФМАН, А. Е. ИНОПИН

А-ЗАВИСИМОСТЬ СЕЧЕНИЯ ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЯ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ ИОНАМИ

При исследовании радиационных эффектов очень важно знать число смещенных атомов в зависимости от энергии и типа налетающих частиц. До недавнего времени при оценке сечений образования дефектов под действием протонов, α -частиц, тяжелых ионов использовалась формула Резерфорда (Линдхарда), а при взаимодействии высокоэнергетических электронов — формула Фешбаха [1, 2]. Однако такие расчеты, как правило, учитывали лишь кулоновское взаимодействие, иногда упругое рассеяние в поле ядра, и не учитывали неупругих вкладов, которые идут от ядерных реакций.

В работе [3] предложен метод расчета сечений дефектообразования с учетом ядерных реакций, основанных на вычислении энергетических спектров ПВА и суммировании их по разным каналам реакции. Авторы [3] пришли к выводу о том, что неупругие каналы могут давать заметный вклад в сечение образования дефектов в случае облучения меди нейтронами, протонами и α -частицами, причем с увеличением энергии вклад ядерных реакций возрастает.

Целью настоящей работы является построение простой модели для расчета сечений образования дефектов для широкого

набора комбинаций «частица — мишень» в зависимости от энергий налетающих частиц с учетом вклада ядерных реакций. При этом упругая часть сечения образования дефектов рассчитывается по формуле

$$\sigma_{det} = \int_{t_d}^{t_{max}} v(t) \frac{d\sigma_{el}}{dt} dt, \quad (1)$$

где $d\sigma_{el}/dt$ — дифференциальное сечение упругого рассеяния частицы в поле кулоновских и ядерных сил ($d\sigma_{el}/dt \sim |f_{кул} + f_{яд}|^2$), $t_{max} = 4m_1 m_2 / (m_1 + m_2)^2 E$, а $\gamma(t)$ — каскадная функция, которая выбрана в модифицированной модели Кинчина—Пиза [4]. Мы предполагаем здесь, что упругий вклад кулоновского и ядерного рассеяния в величину σ_{det} будет определяться в основном кулоновским рассеянием, что подтверждается расчетами в квазиклассическом приближении. В дальнейшем в расчетах мы учитываем в σ_{det} вклад чисто Резерфордского (Линдхардского рассеяния).

При расчете вклада ядерных реакций мы использовали следующие обстоятельства. В упругом рассеянии переданная атому отдачи энергия t изменяется от $E_{deff} \sim 40$ эВ до $t_{max} \lesssim 1$ МэВ. При этом каскадная функция $v(t)$ изменяется от единицы до величины порядка 10^3 . Для неупругого канала рассеяния диапазон переданных энергий существенно изменяется по сравнению с упругим каналом [3], при этом каскадная функция плавно изменяется не более чем на порядок. Поэтому естественно в первом приближении вынести функцию $v(t)$ за знак интеграла и заменить ее приближенной функцией. Тогда сечение неупругого дефектообразования приобретает вид

$$\sigma_{din}(E) = \tilde{v}(E) \sigma_{in}(E), \quad (2)$$

где $\tilde{v} = \frac{2}{1} (v(t_{max}) - v(t_{min}))$, $t_{min} = A_2$ (КэВ). Здесь мы предполагаем, что сечение передачи таково, что вероятность передачи энергии Δt в интервале от t_{min} до t_{max} — постоянна. Сечение в (2) — сечение захвата, которое в модели сильного поглощения есть просто геометрическое сечение с учетом кулоновского фактора. Таким образом, $\sigma_{in}(E)$ мы выбираем в виде

$$\sigma_{in}(E) = \pi R^2 \left\{ 1 - \frac{z_1 z_2 e^2}{ER} \right\}, \quad (3)$$

где $R = r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$, $r_0 = 1,2 \div 1,3$ Фм.

Как известно, основными условиями возникновения ядерной дифракции являются: малость длины волны падающей частицы по сравнению с размерами рассеивающего ядра $kR \gg 1$ (k — волновой вектор частицы); сильное поглощение частиц ядром — рассеивателем. Эти условия для частиц, рассеиваемых не слип-

ком легкими ядрами, обычно хорошо выполняются при энергиях свыше 15—20 МэВ.

С другой стороны, из экспериментальных данных [5] следует, что прозрачность ядер с $A=30\div 200$ мала, по крайней мере, до энергий протонов и α -частиц $E=50$ МэВ/нуклон. Следовательно, мы можем считать приближение (3) вполне оправданным для мишеней с $A=30\div 200$ и энергий налетающих частиц $E\cong 15\text{--}50$ МэВ/нуклон.

Полное сечение дефектообразования представимо в виде суммы двух слагаемых $\sigma_{dtot} = \sigma_{det} + \sigma_{din}$ (4), где σ_{det} , σ_{din} определяются формулами (1), (3).

В работе рассчитаны сечения дефектообразования протонами и α -частицами на мишенях Al^{27} , Fe^{56} , Cu^{63} , Zr^{90} , Sn^{120} , Td^{180} , Au^{197} в зависимости от энергии. Величина неупругого вклада в сечение характеризуется отношением $\eta = \sigma_{din}/\sigma_{dtot}$. Исследована зависимость η от атомного номера мишени при различных энергиях протонов и α -частиц (рисунок). Вклад ядерных реакций с ростом энергии растет и может давать до 80 % в полное сечение σ_{dtot} (см. рисунок, поз. а). При облучении протонами максимальное значение η приходится на мишени с $A=56$, что не является неожиданным, поскольку ядро Fe^{56} имеет большую плотность низколежащих уровней и максимальную энергию связи среди исследуемых нами ядер. Таким образом, полученные результаты подтверждают выводы работы [6] о перспективности использования протонов и α -частиц с энергией более 30 МэВ в экспериментах по имитации облучения первой степени ТЯР. В случае облучения мишени Cu^{63} настоящий расчет согласуется с расчетом [3] с разумной точностью ($\sim 10\%$).

В заключение авторы выражают благодарность С. А. Письменецкому, сделавшему ряд полезных замечаний.

Список литературы: 1. Томпсон М. Дефекты и радиационные повреждения в металлах. М., 1971. 368 с. 2. Bardos G., Fedyanin V. K., Gavrilenko G. M. Radiation Damage Depth Distributions in Al and Zn Induced by Ar (400 MeV), Ne (200 MeV) and C (112.5 MeV) Ion Bombardment, Dubna, 1983. 6 p. (Preprint JINR, № E17-83-303). 3. Chursin G. R., Ibragimov Sh. Sh., Kozin A. I. The Effect of Nuclear Reactions upon Formation of Energy Spectra of Primary Knocked Atoms and Radiation Damage Initiation in Metals. // Radial. Effects. 1982. 59. N 1. P. 145-149. 4. Experimental Determination of the Energy Dependence of Defects Production. K. J. Merkle, W. E. King, A. C. Baily e. a. // J. Nucl. Mater. 1983. 117. N 1. P. 4-11. 5. О возможных путях имитационных исследований радиационного повреждения материалов ТЯР/И. В. Альтовский, Т. И. Жукова, В. В. Орлов и др., 1982. 18 с. (Препринт ИАЭ, № 3604/11. 6. Reaction Parameters for Heavy-Ion Collisions/W. W. Wilcke, J. R. Birkelund, H. J. Wolfersheim e. a. // Atom. Data and Nucl. Data Tables. 1980. 25. N 5, 6. P. 389-619.

Поступила в редколлегию 26.09.87
SUMMARY

The defect production cross-sections for materials with different atom masses are calculated.

It is shown that these cross-sections would be described as multiplications of the modified Kinchin-Pease damage function by the reaction cross-sections. Maximum in the A -dependence of relative contribution of nuclear reactions to the total defect production cross-section is obtained.

СОДЕРЖАНИЕ

| | |
|---|----|
| <i>Шматко Е. С., Молотко С. П., Курташев В. М., Лазарев А. В., Дудник А. В.</i> Индукционный эффект широких атмосферных ливней | 3 |
| <i>Романов В. А., Трубников С. В.</i> Зарядовые радиусы адронов в кварковых моделях | 11 |
| <i>Ашерова Р. М., Нечаев Ю. И., Смирнов Ю. Ф.</i> Об описании резонансов в осцилляторном представлении теории рассеяния | 20 |
| <i>Гах Г. И.</i> Общая структура поляризационных явлений в реакции $e^{-}+{}^3\text{He}\rightarrow e^{-}+p+d$ | 27 |
| <i>Дуплий С. А.</i> Нильпотентная механика и суперсимметрия | 41 |
| <i>Лапшин В. И., Степанов К. Н., Федутенко Е. А.</i> О нагреве хромосферы Солнца конвективными колебаниями в областях слабых магнитных полей | 49 |
| <i>Ангелайко В. В., Исаев А. А., Приходько В. И.</i> К функциональной гипотезе в обобщенной линеаризованной гидродинамике с учетом флуктуаций | 58 |
| <i>Хлапова Н. П., Суков Ю. Н.</i> Действие ускоренных протонов на механические и структурные свойства полиимидной пленки | 67 |
| <i>Бессонова Т. С., Забара А. С.</i> О процессах локализации электрических зарядов в оптических диэлектриках и о некоторых электромеханических и электрооптических эффектах | 70 |
| <i>Дьяченко А. Т.</i> Полуфеноменологические уравнения ядерной газодинамики в промежуточной области энергий ядро-ядерных столкновений | 77 |
| <i>Афанасьев В. Д., Гофман Ю. И., Инопин А. Е.</i> А-зависимость сечений дефектообразования высокоэнергетическими ионами | 84 |

CONTENTS

| | |
|---|----|
| <i>Shmatko E. S., Molotko S. P., Kartashev V. M., Lasarev A. V., Dudnik A. V.</i> Induction Effect of Extensive Air Showers | 3 |
| <i>Romanov V. A., Trubnikov S. V.</i> Charge radii of hadrons in quark models | 11 |
| <i>Asherova R. M., Nechaev Yu. I., Smirnov Yu. Ph.</i> On resonance description in oscillator representation of scattering theory | 20 |
| <i>Gakh G. I.</i> The general structure of polarization phenomena in $e^{-}+{}^3\text{He}\rightarrow e^{-}+p+d$ reaction | 27 |
| <i>Duplij S. A.</i> Nilpotent mechanics and supersymmetry | 41 |
| <i>Lapshin V. I., Stepanov K. N., Fedutenko E. A.</i> Heating of solar chromosphere by convective motions in the weak magnetic fields regions | 49 |
| <i>Angelajko V. V., Isayev A. A., Prikhod'ko V. I.</i> To the functional hypothesis in generalized linear hydrodynamics with fluctuations | 58 |
| <i>Khlapova N. P., Surov Yu. N.</i> Energetic proton effect on mechanical and structural properties of polyimide films | 67 |
| <i>Bessonova T. S., Zabara A. S.</i> On localization processes of electrical charges in optical dielectrics and some electromechanical and electrooptical effects | 69 |
| <i>D'yachenko A. T.</i> The semiphenomenological equations of the nuclear gasdynamics at intermediate energies of the nuclear-nucleus collisions | 76 |
| <i>Aphanasiev V. D., Goffmann Yu. I., Inopin A. Ye.</i> A-dependence of high energy ions defect-production cross-sections | 84 |

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ

**ПРОБЛЕМЫ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
И КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ**

Выпуск 30

Редактор *О. Н. Григорьян*

Художественный редактор *Т. П. Короленко*

Технический редактор *Г. П. Александрова*

Корректор *Л. Н. Быкова*

ИБ № 12213

**Сдано в набор 20.09.88. Подписано в печать 25.11.88. БЦ 15804.
Формат 60×90/16. Бум. тип. № 2. Гарнитура литературная.
Печать высокая. Усл. печ. л. 5,5. Усл. кр.-отт. 5,75. Уч.-изд. л. 6.
Тираж 700 экз. Изд. № 1707. Зак. 1402. Цена 85 к.**

**Издательство при Харьковском государственном университете
издательского объединения «Выща школа».
310003 Харьков, ул. Университетская, 16**

**Харьковская городская типография № 16,
310003 Харьков, ул. Университетская, 16**

ПРОБЛЕМЫ
ЯДЕРНОЙ
ФИЗИКИ
и космических лучей

РЕСПУБЛИКАНСКИЙ
МЕЖДУВЕДОМСТВЕННЫЙ
НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ
СБОРНИК

Основан в 1974 г.