

19
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ АН СССР
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

П.Н.Исаев

КВАНТОВЫЕ ФЛУКТУАЦИИ ИЗОВЕКТОР-
НЫХ КОЛЛЕКТИВНЫХ МОД И ДИС-
ПЕРСИЯ ЗАРЯДОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ

ПРЕПРИНТ 80-177



Новосибирск

КВАНТОВЫЕ ФЛУКТУАЦИИ ИЗОВЕКТОРНЫХ КОЛЛЕКТИВНЫХ МОД И
ДИСПЕРСИЯ ЗАРЯДОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ

П. Н. Исаев

А Н Н О Т А Ц И Я

На основе метода обобщенной матрицы плотности дана последовательная интерпретация дисперсии σ_z^2 зарядовых распределений легкого фрагмента при фиксированной массовой асимметрии продуктов реакции глубоко-неупругих передач. Получены оценки вкладов квантовых флуктуаций изовекторных коллективных мод в дисперсию σ_z^2 в зависимости от формы двойной ядерной системы в момент ее распада. Теоретические оценки разумно согласуются с экспериментальными значениями дисперсий σ_z^2 .

1. Введение

В последние годы в значительной мере возрос интерес к изовекторным коллективным возбуждениям в двойной ядерной системе с точки зрения их роли в объяснении наблюдаемых дисперсий σ_z^2 зарядовых распределений при фиксированной массовой асимметрии продуктов реакций глубоко-неупругих передач /1-3/. По аналогии с интерпретацией массовых распределений здесь так же можно говорить о некоторой коллективной так называемой нейтроно-избыточной степени свободы, формирование и эволюция которой обуславливает наблюдаемые значения заряда Z_1 легкого фрагмента, его распределение и дисперсию в каналах с заданной массовой асимметрией. Экспериментально установлено, что время формирования и релаксации этой коллективной переменной ($\sim 10^{-22}$ сек) существенно меньше характерных времен релаксации по массам фрагментов и потерям их кинетической энергии /2/. Изовекторный характер нейтроно-избыточной степени свободы и сравнительно малое время ее релаксации указывает на связь с изовекторными коллективными модами в двойной ядерной системе.

Принято считать /2,3/, что основную роль в дисперсии зарядовых распределений играет продольная изовекторная мода, аналогичная дипольному резонансу в обычных ядрах. При этом предполагается, что заряд легкого фрагмента является нормальной координатой осциллятора, ассоциированного с этой модой. Коэффициент жесткости C_z этого осциллятора (с частотой $\omega \sim 80(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})^{-1} \text{ МэВ}$) находится из разложения потенциальной энергии V двойной системы, рассчитанной в модели жидкой капли ($V = V_{LD}(1) + V_{LD}(2) + V_C(1,2)$, где $V_C(1,2)$ - кулоновское взаимодействие фрагментов) по степеням $Z_1 - \langle Z_1 \rangle$ вблизи равновесного значения $\langle Z_1 \rangle$ при фиксированной массовой асимметрии. Поскольку характерная температура двойной системы мала по сравнению с энергией возбуждения ω , то дисперсия зарядовых распределений обусловлена квантовыми флуктуациями этого осциллятора: $\sigma_z^2 = \frac{\hbar}{2C_z}$. Для реакций с близкими по A и Z ядрами теоретическая величина дисперсии оказывается вдвое меньше ее экспериментального значения /2/, тогда как в случае различных ядер она оказывается вдвое больше экспериментальной величины /1,3/. Кроме того, этот подход страдает

рядом недостатков принципиального характера:

1. Здесь же не отражается тот факт, что по мере уменьшения области перекрытия фрагментов двойной системы, когда продольная мода трансформируется в собственную моду одного из продуктов распада, дисперсия σ_z^2 должна стремиться к нулю. Для этого необходимо, чтобы коэффициент жесткости C_z неограниченно возрастал, что не выполняется в расчетах C_z по модели жидкой капли /2/.

2. Существуют другие изовекторные моды, которым отвечают соответствующие нормальные координаты ассоциированных с ними осцилляторов, квантовые флуктуации которых также дают вклад в дисперсию σ_z^2 . В этом случае становится неясной их связь с зарядом Z_1 легкого фрагмента.

3. В данном случае величины типа Z_1 , связанные с каналами распада двойной системы, не могут быть нормальными координатами, соответствующими ее нормальным модам, поскольку эти координаты имеют смысл и в случае, когда все каналы распада будут закрытыми и двойная система останется стабильной. Кроме того, при заданной конфигурации двойной системы ее распад возможен по огромному числу открытых каналов с той или иной степенью вероятности. Поэтому в момент, непосредственно предшествующий развалу, нормальные координаты еще "не знают" по какому именно каналу произойдет распад двойной системы и потому их определение не может быть связано с квантовыми числами каналов распада.

В работе /4/ в рамках простейшей модели двойной ядерной системы удалось преодолеть трудность, о которой говорилось в пункте 2. Простота модели обходит вопрос о предельном переходе к мыльным перекрытиям фрагментов (пункт 1), поскольку предполагалось, что двойная система имеет форму цилиндра, и тем самым опускается зависимость дисперсий от формы двойной системы в момент ее распада. Авторы работы /4/ показали, что заряд легкого фрагмента можно представить в виде суммы $\sum Z_n$, каждое слагаемое Z_n в которой является нормальной координатой одной из нормальных мод двойной системы. При этом определение Z_n оказывается связанным с квантовыми числами выходных каналов, что противоречит требованиям пункта 3. Тем не менее авторы оказались на верном пути и их утверждение о том, что все нормальные моды двойной системы играют важную роль в дисперсии зарядовых распределений, справедливо.

В настоящей работе предполагается свободная от трудностей в пунктах 1-3 интерпретация дисперсий зарядовых распределений легкого фрагмента при фиксированной массовой асимметрии продуктов распада двойной ядерной системы (раздел 2). В основу работы положен метод обобщенной матрицы плотности, предложенный в работе /5/ и разработанный применительно к случаю коллективного движения с большой амплитудой и его связи с быстрыми коллективными модами в работах /6,7/. Поскольку в общем случае решение микроскопических уравнений сопряжено с вычислительными трудностями, собственные моды двойной системы рассматриваются в рамках высокочастотного приближения для уравнений RPA /8/, которое в пределе малой диффузности эквивалентно гидродинамической модели жидкой капли /9/. В разделе 3 в этом приближении получены оценки дисперсий зарядовых распределений, обусловленных виртуальными переходами из основного состояния двойной ядерной системы в возбужденные изовекторные коллективные моды (квантовые флуктуации). Рассмотрены два предельные случая больших и малых деформаций фрагментов в момент распада двойной ядерной системы. Полученные значения σ_z^2 сравниваются с экспериментом.

2. Дисперсия зарядовых распределений, обусловленная коллективными модами

Идея метода обобщенной матрицы плотности /5/ состоит в сужении гильбертова пространства всех состояний системы до подпространства коллективных состояний, матричные элементы по которым от коллективных операторов велики по сравнению с переходами в состояния другой природы. Действуя в духе работ /6,7/, мы будем предполагать, что коллективное пространство состояний двойной ядерной системы порождается небольшим числом коллективных операторов глобальных координат Q_i и сопряженных им импульсов P_i , описывающих сравнительно медленную эволюцию ее формы и ориентации, а также бозе-операторов A_ν и A_ν^+ быстрых коллективных фононов в подвижном базисе $|n\nu, Q\rangle$ (n - число фононов ν -го типа), зависящего от глобальных координат Q но не от импульсов. Обобщенная матрица плотности R_α , самосогласованное поле S_α (α -

- одночастичные индексы) и коллективный гамильтониан H будучи операторами в коллективном пространстве зависят от Q_i, P_i, A_i, A_i^+ и удовлетворяют операторным уравнениям движения /5/ :

$$[R_a, H + S_a] = 0 \quad (2.1)$$

которые вместе с условием согласования

$$S_a = \varepsilon_a + \text{Tr}_b (V_{ab} R_b) \quad (2.2)$$

и определением гамильтониана

$$H = \text{Tr}_a (\varepsilon_a R_a) + \frac{1}{2} \text{Tr}_{ab} (R_a V_{ab} R_b) \quad (2.3)$$

позволяют найти матричные элементы любого коллективного оператора

$$F = \sum_{12} f_{12} a_1^+ a_2 = \text{Tr}_a (f_a R_a) \quad (2.4)$$

по состояниям из коллективного пространства.

В нулевом порядке по параметру адиабатичности глобального движения по отношению к внутреннему одночастичному движению и быстрым коллективным модам, а также в гармоническом приближении по фононам обобщенную матрицу плотности можно представить в виде

$$R = R^0 + \sum_{\nu} (\rho_{\nu} A_{\nu}^+ + \rho_{\nu}^+ A_{\nu}) + \dots \quad (2.5)$$

где R^0 , ρ_{ν} и ρ_{ν}^+ - одночастичные матрицы, зависящие от глобальных координат Q как от параметров. В этом же приближении согласованное поле имеет аналогичное разложение

$$S = S^0 + \sum_{\nu} (V_{\nu} A_{\nu}^+ + V_{\nu}^+ A_{\nu}) + \dots \quad (2.6)$$

а фононную часть коллективного гамильтониана можно представить в стандартном виде

$$H = \sum_{\nu} \omega_{\nu}(Q) (A_{\nu}^+ A_{\nu} + \frac{1}{2}) \quad (2.7)$$

причем частоты $\omega_{\nu}(Q)$ коллективных мод в силу адиабатичности должны быть много больше характерных частот глобального движения. В противном случае фононные степени свободы следует отнести к глобальным переменным, и вообще говоря, гармоническое приближение становится не справедливым (амплитуды коллективных мод $\sim 1/\sqrt{\omega_{\nu}}$).

Таким образом, для каждого значения глобальных координат Q , определяющих конфигурацию двойной системы, существует полоса коллективных возбужденных состояний $|n\nu, Q\rangle$, построенная над бес-

фонным состоянием $|0, Q\rangle$ "холодной" двойной системы при замороженном глобальном движении. Поэтому первое слагаемое в (2.5)

$$R_{12}^0 = \langle 0, Q | R_{12} | 0, Q \rangle \quad (2.8)$$

имеет смысл матрицы плотности бесфононного состояния двойной системы при заданной конфигурации Q , а коэффициенты

$$\rho_{\nu}(12) = \langle \nu, Q | R_{12} | 0, Q \rangle, \quad V_{\nu}(12) = \langle \nu, Q | S_{12} | 0, Q \rangle \quad (2.9)$$

- матрицы плотности и эффективного поля, соответствующие однофононному состоянию $|\nu, Q\rangle$.

Как обычно будем работать в одночастичном базисе $|1, Q\rangle$ в котором $R^0(Q)$ и среднее поле $h(Q)$ двойной системы диагональны

$$R_{12}^0(Q) = n_1 \delta_{12}, \quad h_{12}(Q) = S_{12}^0(Q) + \Pi_{12}(Q) = E_1(Q) \delta_{12} \quad (2.10)$$

Здесь $\Pi(Q)$ - дрейфовый член, играющий ту же роль, что и лагранжевы множители в модели принудительного вращения (подробнее см. /6/). Подставляя (2.5)-(2.7) в (2.1) получим уравнения на ρ_{ν} и V_{ν} , аналогичные уравнениям RPA с той лишь разницей, что теперь одночастичные уровни энергии $E_1(Q)$ зависят от переменных Q как от параметров

$$\rho_{\nu}(12) = \frac{(n_1 - n_2)(E_1 - E_2)}{(E_1 - E_2)^2 - \omega_{\nu}^2} V_{\nu}(12) - \omega \frac{n_1 - n_2}{(E_1 - E_2)^2 - \omega_{\nu}^2} V_{\nu}(12) \quad (2.11)$$

$$V_{\nu}(a) = \text{Tr}_b (V_{ab} \rho_{\nu}(b)) \quad (2.12)$$

При этом коллективный гамильтониан фононов имеет стандартный вид (2.7), если решения уравнений (2.11), (2.12) удовлетворяют нормировке /6/.

$$\text{Tr} (\Lambda_{\mu}^+ \rho_{\nu}) = \delta_{\mu\nu} \frac{\omega_{\nu}}{|\omega_{\nu}|}, \quad \text{Tr} (\Lambda_{\mu} \rho_{\nu}) = 0 \quad (2.13)$$

где

$$\Lambda_{\mu}(12) = \frac{V_{\mu}(12)}{E_1 - E_2 + \omega_{\mu}} \quad (2.14)$$

Отметим, что среди всех решений уравнений (2.11), (2.12), образующих полный набор, имеются такие, которые отвечают не коллективным возбуждениям типа частица-дырка. Поэтому в (2.5) суммирование по ν может быть распространено и на эти частично-дырочные возбуждения, причем их число гораздо больше, чем коллективных возбуждений. Однако, нужно иметь ввиду, что гармоническое приближение

в случае неколлективных частично-дырочных возбуждений может оказаться несправедливым благодаря эффектам смешивания конфигураций, и разложение (2.5) необходимо дополнить членами с более высокими степенями по операторам A_ν и A_ν^+ . По этой причине мы ограничимся учетом только коллективным возбуждений.

Таким образом, определение бозе-операторов A_ν и A_ν^+ или эквивалентных им канонических координат q_ν и импульсов p_ν (B_ν - произвольный параметр)

$$q_\nu = \frac{1}{\sqrt{2B_\nu\omega_\nu}} (A_\nu^+ + A_\nu), \quad p_\nu = i\sqrt{\frac{B_\nu\omega_\nu}{2}} (A_\nu^+ - A_\nu), \quad [q_\nu, p_\mu] = i\delta_{\nu\mu} \quad (2.15)$$

которые обычно используют при интерпретации дисперсий зарядовых распределений /2-4/, никак не связаны с каналами распада двойной системы, поскольку эти операторы имеют смысл и в случае стабильной двойной системы. Более того, при заданной конфигурации Q распад двойной ядерной системы возможен по любому из открытых каналов с той или иной вероятностью, так что не существует способа отдать предпочтение одному из них. Мы покажем, что существует простая связь между каноническими переменными p_ν и q_ν (2.15) (или A_ν и A_ν^+), соответствующими нормальным модам двойной системы, и операторами, связанными с массовой асимметрией входного канала.

Зная обобщенную матрицу плотности, можно построить любой коллективный оператор (2.4). В частности, для оператора изовекторной плотности $\hat{\rho}_3(\vec{r}) = \hat{\rho}_n(\vec{r}) - \hat{\rho}_p(\vec{r})$ (индексы n и p относятся к нейтронам и протонам) в точке \vec{r} из (2.4) получим

$$\hat{\rho}_3(\vec{r}) = \sum_{12} S_{p\tau\sigma} (\tau_3 \psi_1(\vec{r}) R_{12} \psi_2(\vec{r})) \quad (2.16)$$

где $\psi_1(\vec{r})$ - волновая функция в одночастичном состоянии $|1, Q\rangle$, τ_3 - изоспиновая матрица Паули, $S_{p\tau\sigma}$ означает суммирование по спиновым и изоспиновым переменным. В нашем случае из (2.5) и (2.16) находим

$$\hat{\rho}_3(\vec{r}) = \hat{\rho}_3^0(\vec{r}) + \sum_\nu (\rho_\nu^3(\vec{r}) A_\nu^+ + \rho_\nu^{*3}(\vec{r}) A_\nu) \quad (2.17)$$

где $\rho_\nu^3(\vec{r})$ - изовекторная компонента переходной плотности, соответствующей однофононному состоянию $|1, Q\rangle$. По своему определению $\hat{\rho}_3(\vec{r})$ является оператором в коллективном пространстве двойной системы, причем

$$\rho_3(\vec{r}) = \langle 0, Q | \hat{\rho}_3(\vec{r}) | 0, Q \rangle \quad (2.18)$$

- изовекторная плотность в бесфононном состоянии $|0, Q\rangle$. Не трудно убедиться, что благодаря виртуальным переходам из основного в однофононные возбужденные состояния изовекторная плотность флуктуирует относительно своего среднего значения (2.18) с дисперсией

$$\sigma_\rho^2 = \langle 0, Q | \hat{\rho}_3^2(\vec{r}) | 0, Q \rangle - \rho_3^2(\vec{r}) = \sum_\nu |\rho_\nu^3(\vec{r})|^2 \quad (2.19)$$

или в более общем случае

$$\langle 0, Q | \hat{\rho}_3(\vec{r}) \hat{\rho}_3(\vec{r}') | 0, Q \rangle = \rho_3(\vec{r}) \rho_3(\vec{r}') + \sum_\nu \rho_\nu^{*3}(\vec{r}) \rho_\nu^3(\vec{r}') \quad (2.20)$$

Наличие корреляций в (2.20) приводит к флуктуациям разности числа нейтронов и протонов $(N - Z)_\Omega$ в любом выделенном объеме Ω внутри двойной системы. Действительно, введем оператор

$$\hat{\mathcal{D}}_\Omega = (\hat{N} - \hat{Z})_\Omega = \int_\Omega d^3r \hat{\rho}_3(\vec{r}) = \hat{\mathcal{D}}_\Omega^0 + \sum_\nu (\mathcal{D}_\Omega^\nu A_\nu^+ + \mathcal{D}_\Omega^{\nu*} A_\nu) \quad (2.21)$$

где

$$\hat{\mathcal{D}}_\Omega^0 = \int_\Omega d^3r \hat{\rho}_3^0(\vec{r}), \quad \mathcal{D}_\Omega^\nu = \int_\Omega d^3r \rho_\nu^3(\vec{r}) \quad (2.22)$$

Отсюда видно, что разность $(N - Z)_\Omega$ флуктуирует относительно среднего значения $\hat{\mathcal{D}}_\Omega$ с дисперсией

$$\sigma_\Omega^2 = \sum_\nu |\mathcal{D}_\Omega^\nu|^2 \quad (2.23)$$

Наличие корреляций в (2.20) обуславливает и флуктуации в зарядах Z_1 легкого фрагмента в распадах двойной системы по каналам с заданной массовой асимметрией. Предположим, что в момент распада двойная система имела форму, изображенную на рисунке I, а сам процесс распада (разрыв шейки) происходит в плоскости P за время τ , много меньшее обратных частот коллективных мод ($\omega\tau \ll 1$). Положение этой плоскости фиксировано выбором канала распада. Допустим также, что к моменту распада двойная система находилась в бесфононном состоянии $|0, Q\rangle$. Это не противоречит тому, что благодаря значительным потерям кинетической энергии двойная система к моменту распада оказывается нагретой, поскольку характерная температура $T \sim 2$ МэВ много меньше энергии возбуждения первого коллективного уровня ($T/\omega \ll 1$). Поскольку разрыв шейки происходит достаточно быстро, фрагменты рас-

пада "запомнят" значения зарядов слева и справа от плоскости P в момент времени, непосредственно предшествующий развалу двойной системы. Введем оператор Z_1 заряда легкого фрагмента

$$\hat{Z}_1 = \frac{A}{2} - \frac{1}{2} \hat{D}_1 = \hat{Z}_1^0 + \sum_{\nu} (Z_1^{\nu} A_{\nu}^+ + \hat{Z}_1^{\nu} A_{\nu}) \quad (2.24)$$

Здесь $\hat{D}_1 = \hat{D} \Omega_1$, где Ω_1 - область двойной системы со стороны легкого фрагмента от плоскости P и

$$\hat{Z}_1^0 = \frac{1}{2} (A - \hat{D}_1^0) \quad (2.25)$$

$$Z_1^{\nu} = -\frac{1}{2} \int_{\Omega_1} d^3r \rho_{\nu}^3(\vec{r}) \quad (2.26)$$

Как и предыдущих случаях, заряд Z_1 легкого фрагмента флуктуирует относительно среднего значения Z_1^0 с дисперсией

$$\sigma_{Z_1^0}^2 = \sum_{\nu} |Z_1^{\nu}|^2 \quad (2.27)$$

Если к моменту развала двойная система исходила в возбужденном n -фононном состоянии $|n\nu, Q\rangle$, то из (2.24) находим

$$\sigma_{Z_1^0}^2 = \langle n\nu, Q | \hat{Z}_1^2 | n\nu, Q \rangle - (\langle n\nu, Q | \hat{Z}_1 | n\nu, Q \rangle)^2 = (2n+1) |Z_1^{\nu}|^2$$

Наконец, предположим, что к моменту развала двойная система находилась в смешанном состоянии с вероятностями $w_{n\nu}$ найти ее в состоянии с n фононами ν -го типа. В этом случае

$$\sigma_{Z_1^0}^2 = \sum_{\nu} \left(w_0 + \sum_{n \geq 1} (2n+1) w_{n\nu} \right)^2 |Z_1^{\nu}|^2 \quad (2.28)$$

Поскольку в общем случае решение уравнений (2.II), (2.I2) для различных конфигураций Q двойной системы в момент ее развала сопряжено с вычислительными трудностями, коллективные моды в двойной системе мы будем рассматривать в рамках высокочастотного приближения /8/.

3. Оценки вклада квантовых флуктуаций в дисперсию зарядовых распределений

По причине трудностей решения уравнений RPA (2.II), (2.I2) в случае двойной системы с произвольной конфигурацией Q возникает необходимость в тех или иных приближениях, которые с од-

ной стороны упростили бы поиск решений, а с другой - отражали особенности, присущие двойной системе (ее размер, форму, наличие шейки и т.п.). Таким требованиям удовлетворяет высокочастотный предел для уравнений RPA/8/.

Предположим, что остаточное взаимодействие зависит только от координат частиц, но не от импульсов. Кроме того, будем считать, что коллективный уровень энергии ω_{ν} много больше характерных частот одночастичных переходов $|E_1 - E_2|$. В этом случае, разлагая знаменатели (2.II) по степеням $|E_1 - E_2|^2 / \omega_{\nu}^2$, после перехода к координатному представлению получим

$$\omega_{\nu}^2 \rho_{\nu}^0(\vec{r}) + \frac{1}{m} \operatorname{div} \{ \rho_0(\vec{r}) \nabla V_{\nu}^0(\vec{r}) + \rho_3(\vec{r}) \nabla V_{\nu}^3(\vec{r}) \} = 0 \quad (3.1)$$

$$\omega_{\nu}^2 \rho_{\nu}^3(\vec{r}) + \frac{1}{m} \operatorname{div} \{ \rho_0(\vec{r}) \nabla V_{\nu}^3(\vec{r}) + \rho_3(\vec{r}) \nabla V_{\nu}^0(\vec{r}) \} = 0 \quad (3.2)$$

Условие согласования (2.I2) замыкает эту систему

$$V_{\nu}^i(\vec{r}) = \int d^3r' V_i(\vec{r}, \vec{r}') \rho_{\nu}^i(\vec{r}') \quad i=0,3 \quad (3.3)$$

где $V_0(\vec{r}_a, \vec{r}_b)$ и $V_3(\vec{r}_a, \vec{r}_b)$ - изоскалярная и изовекторная компоненты остаточного взаимодействия (τ_i - матрицы Паули)

$$V_{ab} = V_0(\vec{r}_a, \vec{r}_b) + \tau_3^a \tau_3^b V_3(\vec{r}_a, \vec{r}_b) \quad (3.4)$$

Мы ввели переходные плотности $\rho_{\nu}^i(\vec{r})$ аналогично тому, как это делалось в (2.I6). В силу (3.4) матричные элементы эффективного поля V_{ν} в координатном представлении диагональны

$$\langle \vec{r} | V_{\nu} | \vec{r}' \rangle = \delta(\vec{r} - \vec{r}') (V_{\nu}^0(\vec{r}) + \tau_3 V_{\nu}^3(\vec{r})) \quad (3.5)$$

Кроме того, изоскалярная $\rho_0(\vec{r})$ и изовекторная $\rho_3(\vec{r})$ компоненты плотности

$$\rho_0(\vec{r}) = \rho_n(\vec{r}) + \rho_p(\vec{r}), \quad \rho_3(\vec{r}) = \rho_n(\vec{r}) - \rho_p(\vec{r}) \quad (3.6)$$

зависят от глобальных переменных Q как от параметров. В этом же приближении из (2.I3), (2.I4) получим условия нормировки ($\omega_{\nu} > 0$):

$$\int d^3r (V_{\nu}^0(\vec{r}) \rho_{\nu}^0(\vec{r}) + V_{\nu}^3(\vec{r}) \rho_{\nu}^3(\vec{r})) = \delta_{r\nu} \frac{\omega_{\nu}}{2} \quad (3.7)$$

Пренебрегая влиянием кулоновского поля на распределение

нейтронов и протонов по объему двойной системы, можно считать, что $\rho_3(\vec{r})$ пропорциональна $\rho_0(\vec{r})$:

$$\rho_3(\vec{r}) = \frac{N-Z}{A} \rho_0(\vec{r}) \equiv \eta \rho_0(\vec{r}) \quad (3.8)$$

Из (3.1), (3.2) видно, что при $\eta \neq 0$ ($N \neq Z$) собственные моды смешаны по изоспину: почти изовекторная мода содержит небольшую ($\sim \eta$) примесь изоскалярной компоненты и почти изоскалярная мода — малую ($\sim \eta$) изовекторную примесь. При $\eta = 0$ уравнения (3.1), (3.2) разделяются и изоспин становится хорошим квантовым числом.

Для простоты мы будем пренебрегать эффектами смешивания по изоспину и будем рассматривать предел малой диффузности ($\rho_0(\vec{r}) = \rho_0 = \text{const}$ внутри объема двойной системы, ограниченного поверхностью $\Sigma(Q)$). В этом случае изовекторные моды, генерируемые локальным остаточным взаимодействием

$$V_3(\vec{r}_a, \vec{r}_b) = G_3 \delta(\vec{r}_a - \vec{r}_b) \quad (3.9)$$

удовлетворяют уравнениям

$$\Delta V_v^3(\vec{r}) + k_v^2 V_v^3(\vec{r}) = 0, \quad V_v^3(\vec{r}) = G_3 \rho_v^3(\vec{r}), \quad k_v^2 = \frac{m\omega_v^2}{G_3 \rho_0} \quad (3.10)$$

с граничным условием на нормальную производную /8,9/

$$\left. \frac{\partial V_v^3}{\partial n} \right|_{\Sigma(Q)} = 0 \quad (3.11)$$

на поверхности $\Sigma(Q)$ двойной системы.

Подставляя переходную плотность $\rho_v^3(\vec{r})$ из уравнения (3.2) ($\eta = 0$) в формулу (2.22), после перехода к поверхностному интегралу получим

$$\mathcal{D}_\Omega^v = - \frac{\rho_0}{m\omega_v^2} \int_{\Sigma_\Omega} d\vec{\sigma} \cdot \nabla V_v^3(\vec{r}) \quad (3.12)$$

где Σ_Ω — поверхность, ограничивающая выделенный объем Ω . В частности, если этот объем совпадает с объемом двойной системы ($\Sigma_\Omega = \Sigma(Q)$), то в силу (3.11)

$$\mathcal{D}_0^v = - \frac{\rho_0}{m\omega_v^2} \int_{\Sigma(Q)} d\vec{\sigma} \cdot \nabla V_v^3(\vec{r}) = 0 \quad (3.13)$$

что естественно означает отсутствие флуктуаций разности числа нейтронов и протонов в двойной системе.

Предположим теперь, что в момент, непосредственно предшествующий распаду, двойная система имела форму, изображенную

на рис. I. Обозначим через S сечение плоскости P поверхностью $\Sigma(Q)$. Тогда, поступая аналогичным образом, из (2.26) и (3.2) с учетом (3.11) получим

$$Z_1^v = \frac{\rho_0}{2m\omega_v^2} \int_S d\vec{\sigma} \cdot \nabla V_v^3(\vec{r}) \quad (3.14)$$

Правая часть этой формулы имеет вполне определенный смысл. Как показано в работе /8/, в высокочастотном пределе для уравнений RPA градиент эффективного поля $V_v^3(\vec{r})$ пропорционален гидродинамической скорости в нормальной моде

$$\vec{v}_v(\vec{r}, t) = \vec{v}_v(\vec{r}) e^{i\omega_v t} = - \frac{\nabla V_v(\vec{r})}{im\omega_v} e^{i\omega_v t} \quad (3.15)$$

и уравнение (3.2) эквивалентно уравнению непрерывности линейной гидродинамики /9/:

$$\dot{\rho}_v(\vec{r}, t) = i\omega_v \rho_v^3(\vec{r}) e^{i\omega_v t} = - \text{div}(\rho_0 \vec{v}_v(\vec{r}, t)) \quad (3.16)$$

Интегрируя левую и правую часть этого уравнения по области I (рис. I) и учитывая, что $(N+Z)_1 = \text{const}$, находим

$$\dot{Z}_1^v(t) = i\omega_v Z_1^v e^{i\omega_v t} = \frac{1}{2} \int_S d\vec{\sigma} \cdot \rho_0 \vec{v}_v(\vec{r}, t) \quad (3.17)$$

так что правая часть (3.14) оказывается пропорциональной полному потоку протонов через сечение S в нормальной изовекторной моде двойной системы.

Таким образом Z_1^v и вместе с этим дисперсия зарядовых распределений существенным образом зависят от формы двойной системы в момент ее распада. Более того, после вычитания из экспериментального значения дисперсии вклада неколективных возбуждений или в условиях, когда этот вклад не является доминирующим, можно извлечь информацию о геометрии двойной системы (деформация, размер шейки и т.п.). Заметим, что наше рассмотрение справедливо, если область перекрытия фрагментов двойной системы перед ее распадом не мала. Параметром "макроскопичности" может служить число нуклонов δA в области перекрытия. Если ε — характерный размер этой области (на этой длине поверхность одного фрагмента плавно переходит в поверхность другого), то условие применимости наших приближений (постоянство плотности ρ_0 , приближение малой диффузности) можно представить в виде неравенства

$$\delta A = \rho_0 S \varepsilon \gg 1 \quad (3.18)$$

В противном случае собственные моды двойной системы будут мало отличаться от собственных мод каждого фрагмента и в силу граничного условия (3.11) поток протонов через поверхность контакта будет пренебрежимо мал.

Для получения количественных оценок вклада виртуальных переходов в дисперсию зарядовых распределений (2.27) воспользуемся теоремой о среднем и представим (3.14) в виде

$$Z_i^y = \frac{\rho_0 S}{2m\omega_v} \left(\frac{\partial V_v^3}{\partial z} \right) \vec{r}_v \quad (3.19)$$

где S — площадь сечения плоскости P поверхностью $\Sigma(Q)$ двойной системы, \vec{r}_v — некоторая точка этого сечения. Подставляя (3.19) в (2.27) получим

$$\sigma_{z0}^2 = \frac{(\rho_0 S)^2}{4m^2} \sum_v \frac{1}{\omega_v^4} \left| \left(\frac{\partial V_v^3}{\partial z} \right) \vec{r}_v \right|^2 \quad (3.20)$$

Поскольку в (3.20) стоит сумма по многим типам ν собственных мод двойной системы, можно надеяться, что ошибка невелика, если мы заменим $\left| \left(\frac{\partial V_v^3}{\partial z} \right) \vec{r}_v \right|^2$ на характерное значение квадрата z -компоненты градиента эффективного поля $\langle |V_v^3|^2 \rangle$. Эта замена справедлива, если массовая асимметрия продуктов распада не слишком велика, поскольку в противном случае плоскость P будет близка к левой или правой торцевой поверхности двойной системы (см. рис. 1), где в силу граничного условия (3.11) градиент эффективного поля мал.

Предположим, что в момент развала двойной системы ее продольный размер

$$d = 2r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \beta \quad \beta \gg 1 \quad (3.21)$$

был много больше характерного поперечного размера

$$d_1 = \left(\frac{A}{\pi \rho_0 d} \right)^{1/2} \quad (3.22)$$

Параметр деформации β определен таким образом, что $\beta = 1$ в случае касания сталкивающихся ядер с массами A_1 и A_2 . Характерное значение $\langle |V_v^3|^2 \rangle$ получим из условия нормировки. Подставляя (3.2) в (3.7) с учетом (3.10) и (3.11) получим

$$\frac{1}{m\omega_v^2} \int d^3r \rho_0 |V_v^3|^2 = \frac{K_v^2}{m\omega_v^2} \int d^3r \rho_0 |V_v^3|^2 = \frac{K_v^2 A}{m\omega_v^2} \langle |V_v^3|^2 \rangle = \frac{\omega_v}{2} \quad (3.23)$$

Отсюда для характерного значения квадрата эффективного поля

$$\langle |V_v^3|^2 \rangle \quad \text{находим} \quad \langle |V_v^3|^2 \rangle = \frac{m\omega_v^3}{2AK_v^2} \quad (3.24)$$

а для характерного значения квадрата градиента

$$\langle |V_v^3|^2 \rangle = K_v^2 \langle |V_v^3|^2 \rangle \quad (3.25)$$

Поскольку в сильно вытянутой системе уравнение (3.10) приближенно допускает разделение переменных (это так в случае цилиндра и эллипсоида вращения), то собственный волновой вектор K_v можно представить в виде

$$K_v^2 = (K_v^{\parallel})^2 + (K_v^{\perp})^2 \quad (3.26)$$

В соответствии с этим

$$\langle |V_v^3|^2 \rangle \approx (K_v^{\parallel})^2 \langle |V_v^3|^2 \rangle = \frac{m\omega_v^3}{2A} \left(\frac{K_v^{\parallel}}{K_v} \right)^2 \quad (3.27)$$

и подставляя (3.27) в (3.20) получим оценку

$$\sigma_{z0}^2 = \frac{1}{8} \frac{(\rho_0 S)^2}{m A} \sum_v \frac{1}{\omega_v} \left(\frac{K_v^{\parallel}}{K_v} \right)^2 \quad (3.28)$$

где суммирование ведется по всем типам ν нормальных мод двойной системы. Вообще говоря сумма по ν представляет собой тройную сумму по дискретным квантовым числам, поэтому величина суммы набирается на верхнем пределе, который ограничен требованием, чтобы длина волны нормальной моды была не меньше расстояния между частицами. При этом все типы мод играют важную роль в дисперсии зарядовых распределений. Заменяя сумму интегралом, находим ($\omega_v = c_s K_v$, см. (3.11)):

$$\sum_v \frac{1}{\omega_v} \left(\frac{K_v^{\parallel}}{K_v} \right)^2 \rightarrow \int \frac{V d^3k}{(2\pi)^3} \frac{c_s^2 \theta}{c_s k} = \frac{g A}{8 \omega_m} \quad (3.29)$$

где V — объем двойной системы,

$\omega_m = k_m c_s$ — "частота Дебая", определяемая условием

$$\int \frac{d^3k V}{(2\pi)^3} = \frac{3A}{2} \quad (3.30)$$

Отсюда

$$\omega_m = c_s (9\pi^2 \rho_0)^{1/3} = 6^{1/3} 2 \epsilon_F \beta_F \quad (3.31)$$

где $\beta_F = \frac{c_s}{v_F} = \left(\frac{b_{сим}}{2\epsilon_F} \right)^{1/2}$, ϵ_F — энергия Ферми, $b_{сим}$ — энергия симметрии/9/. Площадь сечения S выразим через

характерную площадь S_0 поперечного сечения двойной системы

$$S = \xi S_0 = \frac{A}{2r_0 \rho_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})} \frac{\xi}{\beta}, \quad \xi \lesssim 1 \quad (3.32)$$

где ξ — безразмерный коэффициент, характеризующий размер шейки в момент распада двойной системы. Подставляя (3.29), (3.32) в (3.28) получим

$$\sigma_{z0}^2 = \frac{3^{5/3}}{512 \cdot 2^{10}} \frac{1}{m r_0^2 \varepsilon_F \beta_F} \frac{A^2}{(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})^2} \frac{\xi^2}{\beta^2} = 0.01 \frac{A^2}{(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})^2} \frac{\xi^2}{\beta^2} \quad (3.33)$$

с параметрами $r_0 = 1,2 \text{ ф.м.}$, $\varepsilon_F = 40 \text{ МэВ}$, $b_{\text{сип}} = 50 \text{ МэВ}$.

Отсюда видно, что дисперсия σ_{z0}^2 при не слишком асимметричных каналах распада двойной системы не зависит от их массовой асимметрии. В отличие от оценок работы /4/, где учитывались только продольные моды и дисперсия была обратно пропорциональна размеру двойной системы, мы имеем более сильную зависимость от деформации ($\sigma_{z0}^2 \sim 1/\beta^2$). Кроме того учет всех типов мод дает вклад пропорциональный A (см. (3.29)), а не $\ln A^{1/3}$, как это получается в работе /4/.

Из (3.33) получим оценки дисперсий зарядовых распределений для конкретных систем. Для реакции $^{86}\text{Kr} + ^{98}\text{Mo}/2/$ зависимость σ_{z0}^2 от ξ и β имеет вид $\sigma_{z0}^2 \approx 4,2 \xi^2/\beta^2$, так что даже в лучшем случае $\beta = \xi = 1$ дисперсия все же меньше экспериментально наблюдаемой величины $(\sigma_z^2)_{\text{эксп}} = \Gamma_z^2 = 5,1$ (Γ_z — ширина Z — распределений, равная $2,25/2/$). Для реакции $^{40}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}/1/$ из (3.33) имеем $\sigma_{z0}^2 = 1,8 \xi^2/\beta^2$. Экспериментальному значению $(\sigma_z^2)_{\text{эксп}} = 0,3$ отвечает $\beta \lesssim 2,5$, что не противоречит предположению о значительной деформации двойной системы в момент ее распада. Отметим, что на возможность больших деформаций фрагментов в момент распада двойной системы указывает обработка экспериментальных данных по реакции $285 \text{ МэВ } ^{40}\text{Ar} + ^{107,109}\text{Ag}/\text{II}/$. Примером более тяжелых налетающих ионов может служить реакция $\text{Xe} + ^{197}\text{Au}$ при энергиях вблизи кулоновского барьера /II/. Экспериментальное значение дисперсии зарядовых распределений составляет $(\sigma_z^2)_{\text{эксп}} \approx 0,8$. В этом случае оценка (3.33) дает $\sigma_{z0}^2 = 9,1 \xi^2/\beta^2$, что соответствует $\beta \lesssim 3,4$.

Таким образом, за исключением реакции $^{86}\text{Kr} + ^{98}\text{Mo}/2/$ оценка (3.33) находится в разумном согласии с экспериментом. Однако нужно иметь в виду, что учет неколективных возбуждений

может несколько изменить полученные значения β . Кроме того, мы мало что знаем о характерных размерах шейки в момент развала двойной системы. Если площадь контакта фрагментов меньше характерного поперечного сечения двойной системы, то полученные значения β несколько уменьшатся.

Чтобы сделать более определенные выводы о форме двойной системы в момент ее распада, рассмотрим другой предельный случай. Предположим, что деформация фрагментов невелика и двойная система в момент распада имела форму, изображенную на рис. I. Если ε — глубина взаимного проникновения фрагментов (в момент распада $\varepsilon \sim r_0$), то площадь контакта S можно оценить по числу частиц в области перекрытия

$$SA = \rho_0 S \varepsilon = \frac{4\pi}{3} \varepsilon^2 \bar{R} \rho_0 = \frac{4\pi}{3} r_0^3 \rho_0 \left(\frac{\varepsilon}{r_0}\right)^2 \frac{A_1^{1/3} A_2^{1/3}}{A_1^{1/3} + A_2^{1/3}} \quad (3.34)$$

где $\bar{R} = R_1 R_2 / (R_1 + R_2)$ — приведенный радиус конечных фрагментов. Поскольку оценка (3.29) не зависит от формы двойной системы (предполагается лишь, чтобы сечение S не было слишком малым), мы воспользуемся этой оценкой и в данном случае. Выражая S из (3.34) и подставляя вместе с (3.29) в (3.28) получим

$$\sigma_{z0}^2 \approx \frac{3^{5/3}}{128 \cdot 2^{10}} \left(\frac{4\pi}{3} r_0^3 \rho_0\right)^2 \frac{1}{m r_0^2 \varepsilon_F \beta_F} \left(\frac{\varepsilon}{r_0}\right)^2 \frac{A_1^{2/3} A_2^{2/3}}{(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})^2} = 0.07 \left(\frac{\varepsilon}{r_0}\right)^2 \frac{A_1^{2/3} A_2^{2/3}}{(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})^2} \quad (3.35)$$

где параметры равны $r_0 = 1,2 \text{ ф.м.}$, $\rho_0 = 0,17 \text{ ф.м.}^{-3}$, $\varepsilon_F = 40 \text{ МэВ}$, $b_{\text{сип}} = 50 \text{ МэВ}$.

Отсюда видно, что дисперсия существенным образом зависит от массовой асимметрии в выходном канале ($x = (A_1 - A_2)/A$)

$$\sigma_{z0}^2(x) = \sigma_{z0}^2(0) \frac{4(1-x^2)^{2/3}}{[(1-x)^{1/3} + (1+x)^{1/3}]^2} \quad (3.36)$$

принимая максимальное значение в симметричном канале ($x = 0$). Такая тенденция, например, имеет место в реакции $^{86}\text{Kr} + ^{98}\text{Mo}/2/$. Однако, необходимо иметь в виду, что при не слишком больших энергиях возбуждения фрагментов, зависимость дисперсии от массовой асимметрии может быть искажена оболочечными эффектами, особенно если один из фрагментов близок к магическому ядру.

Для реакции $^{86}\text{Kr} + ^{98}\text{Mo}/2/$ оценка (3.35) дает $\sigma_{z0}^2 \approx 0,4 \left(\frac{\varepsilon}{r_0}\right)^2$, что почти на порядок меньше экспериментального

значения. Поскольку в случае сильно деформированной двойной системы оценка дисперсии была гораздо ближе к экспериментальной величине, то можно думать в данном случае мы имеем дело с промежуточной ситуацией, в которой двойная система в момент ее развала скорее вытянута, но не слишком сильно. Кроме того, поскольку энергетические потери продуктов довольно велики, то по-видимому, неколлективные возбуждения в данном случае играют важную роль. Для реакции $^{40}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$ из (3.35) находим $\sigma_{z0}^2 \approx 0.23 \left(\frac{\epsilon}{r_0}\right)^2$, что согласуется с экспериментальной величиной $(\sigma_z^2)_{\text{эксп}}$ при разумном значении $\epsilon \approx 1.4 \text{ ф.м.}$. В случае $\text{Xe} + ^{197}\text{Au}$ /II/ оценка (3.35) дает $\sigma_{z0}^2 \approx 0.52 \left(\frac{\epsilon}{r_0}\right)^2$, что также согласуется с экспериментальной величиной при разумном значении параметра ϵ . Таким образом, в двух последних реакциях трудно сказать какой случай имеет место. Ответить на этот вопрос помогла бы дополнительная обработка экспериментальных данных с выделением зависимости дисперсии зарядовых распределений от массы легкого фрагмента, как это делалось в работе /2/.

4. З а к л ю ч е н и е

Кратко перечислим результаты работы:

1. На основе метода обобщенной матрицы плотности дана последовательная интерпретация дисперсий зарядовых распределений при фиксированной массовой асимметрии фрагментов распада двойной системы. Мы рассмотрели вклад виртуальных переходов из основного состояния двойной системы в возбужденные изовекторные коллективные моды (квантовые флуктуации).

2. В рамках высокочастотного приближения для коллективных мод рассмотрена зависимость дисперсии зарядовых распределений от параметров двойной ядерной системы в момент ее развала. Показано, что после выделения вклада неколлективных возбуждений или в условиях, когда этот вклад не является доминирующим, можно получить информацию о форме двойной системы перед ее распадом, деформации фрагментов и размерах области их перекрытия.

3. Полученные оценки величины вклада квантовых флуктуа-

ций в дисперсию зарядовых распределений в случаях больших и малых деформаций фрагментов находятся в разумном согласии с экспериментальными значениями. Для ответа на вопрос о форме двойной системы в момент ее распада необходима дополнительная экспериментальная информация. В частности, нужно знать зависимость дисперсии от массовой асимметрии выходного канала.

Отметим ряд вопросов, ответы на которые внесли бы дополнительную информацию о структуре и эволюции нейтроно-избыточной степени свободы:

1. Значительный интерес представляет изучение вклада неколлективных возбуждений, роль которых будет увеличиваться по мере роста диссипации энергии относительного движения. По-видимому, такая ситуация имеет место в реакции $^{86}\text{Kr} + ^{98}\text{Mo}$ /2/.

2. Интересным является вопрос о роли реальных изовекторных фононов, вклад которых, при наличии достаточно эффективного механизма их возбуждения, может составить заметную долю.

3. Представляет интерес изучение влияния конечной спредовой ширины изовекторных мод на дисперсию зарядовых распределений.

4. Важным является вопрос о влиянии оболочечных эффектов на дисперсию зарядовых распределений. Это влияние будет существенным при малых энергиях возбуждения двойной системы и малых деформациях конечных фрагментов, особенно если один из них близок к магическому ядру.

В заключение, автор выражает глубокую признательность В.Г. Зелевинскому за ряд критических замечаний и стимулирующий интерес к работе, а также В.Ф. Дмитриеву, В.В. Мазепусу и В.Б. Телицыну за полезные обсуждения в затронутых здесь вопросов.

Л и т е р а т у р а

1. B. Gatty, D. Guerreau, M. Letort, et al. *Z. Phys.* A273 (1975) 65.
2. M. Berlangier, A. Gobbi, F. Hanappe, et al. *Z. Phys.* A291 (1979) 135.
3. L.G. Moretto, J. Sventek, G. Mantzouranis. *Phys Rev Lett* 42 (1979) 563.
4. L.G. Moretto, C.R. Albiston, G. Mantzouranis. *Phys Rev Lett* 44 (1980) 924.
5. С.Т.Беляев, В.Г.Зелевинский. *ЯФ* 16, (1972) II95
- 6.
7. В.Г.Зелевинский. Материалы XII зимней школы ЛИЯФ, Ленинград, 1977, с.53.
8. Б.А.Румянцев. Материалы XII зимней школы ЛИЯФ, Ленинград, 1977, с. 97.
9. О.Бор, Б.Моттelson. Структура атомного ядра, т.2, "Мир", 1977.
10. А.Г.Артюх, В.В.Волков, Г.Ф.Гриднев, А.Н.Мезенцев, В.Л.Михеев и др. Материалы XV совещания по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна. 1978, с.82
11. J.V. Kratz, H. Ahrens, W. Bojgl, et al. *Phys Rev Lett* 39 (1977) 984.

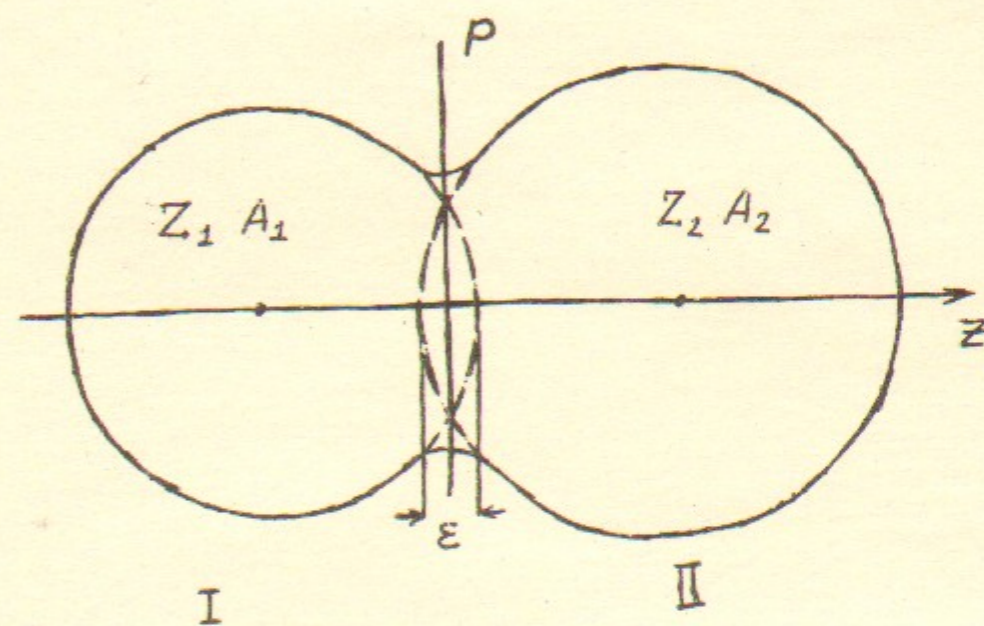


рис. 1