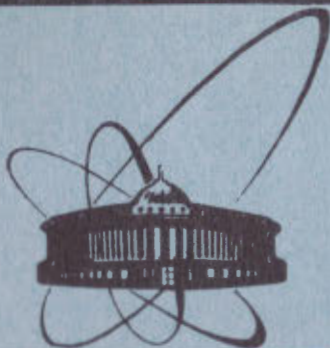


21/1/84



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P4-84-245

Р.В. Джолос, Х. Райнхардт, Р. Шмидт, Р. Швенгнер

МИКРОСКОПИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ
ЗАТУХАНИЯ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ
В ГЛУБОКОНЕУПРУГИХ СТОЛКНОВЕНИЯХ
ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1984

1. ВВЕДЕНИЕ

Сильное затухание кинетической энергии относительного движения - одна из характернейших черт глубокоэластичных столкновений тяжелых ионов. После столкновения продукты реакции оказываются сильно возбужденными - до энергии нескольких десятков МэВ. Статистическая природа распада двойной ядерной системы /1/ указывает на то, что, по крайней мере на поздней стадии взаимодействия, распределение внутренней энергии характеризуется почти термодинамическим равновесием.

Гораздо меньше известно о начальной стадии столкновения, на которой значительная часть кинетической энергии относительного движения переходит во внутреннее возбуждение. С микроскопической точки зрения основным механизмом, ведущим к возбуждению системы, является быстрое изменение среднего поля, к которому нуклоны не успевают адиабатически подстроиться. Двухчастичными столкновениями нуклонов обоих ядер можно пренебречь при энергиях столкновения /приходящихся на нуклон налетающего иона/, много меньших энергии Ферми. Таким образом, начальная стадия столкновения должна хорошо описываться в рамках приближения Хартри-Фока с зависимостью от времени. Применение этого метода требует большого объема вычислений, и, вследствие его сложности, на этом пути с трудом может быть получена простая физическая картина процесса. Поэтому простые модели, не учитывающие всех эффектов, включенных в метод Хартри-Фока, могут, в принципе, привести к лучшему пониманию начальной стадии сближения ядер.

В этой работе мы рассмотрим простую микроскопическую модель, описывающую потери кинетической энергии в глубокоэластичных столкновениях. Будет изучена динамика взаимодействия двух ядер при возбуждении некоррелированных частично-дырочных состояний одного ядра изменяющимся во времени средним полем другого ядра без каких-либо статистических предположений. Будем предполагать, что ядра не изменяются в процессе взаимодействия /т.е. не будем учитывать обмена нуклонами/ и движутся по классическим траекториям, однако внутреннее движение опишем квантовомеханически. Структура ядер будет описываться оболочечной моделью без учета каких-либо остаточных взаимодействий. Учет остаточных сил привел бы к двум основным следствиям.

Во-первых, рассмотрение эффектов остаточных сил, обычно учитываемых в приближении хаотических фаз, приводит к появлению

среди мод возбуждения низколежащих и высоколежащих коллективных состояний /квадрупольные, октупольные возбуждения и гигантские резонансы/. Учет этих возбуждений может повлиять на динамику взаимодействия ядер. С низколежащими модами связана деформация фрагментов, на долю которой приходится часть потерь кинетической энергии. Высоколежащие моды могут оказаться существенными для описания начальной стадии столкновения /2/.

Во-вторых, учет остаточных сил ведет к распаду возбуждаемых состояний типа частица-дырка на более сложные конфигурации, т.е. к термализации. Эти эффекты существенны для понимания явления в целом, но ими можно пренебречь на начальной стадии реакции.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Гамильтониан модели записывается следующим образом:

$$H = H_{\text{coll}}(R, P) + H_0 + H_{\text{int}}(R). \quad /1/$$

Здесь H_{coll} - классическая энергия относительного движения, описываемого относительным расстоянием R и сопряженным импульсом P , H_0 - невозмущенный внутренний гамильтониан обоих ядер, H_{int} описывает связь относительного движения с внутренним. Из /1/ легко получить уравнения движения для R и P :

$$\dot{R} = V_P H_{\text{coll}}, \quad /2/$$

$$\dot{P} = -V_R H_{\text{coll}} - V_R \langle t | H_{\text{int}} | t \rangle, \quad /3/$$

где $\langle t | H_{\text{int}} | t \rangle$ - усредненное по внутренним степеням свободы ядер значение гамильтониана взаимодействия.

Энергия взаимодействия двух ядер получается в результате двойной свертки плотностей ядер с нуклон-нуклонным потенциалом. Плотность ядра может быть представлена в виде суммы гладкой части $\rho_i / i = 1, 2/$, характеризующей распределение нуклонов в основном состоянии ядер, и флуктуирующей части, отвечающей возбуждению частично-дырочных состояний. Соответственно, энергия взаимодействия ядер состоит из потенциальной части

$$U(R) = \int d\vec{r} d\vec{r}' \rho_1(\vec{r}) v_{NN}(\vec{r} - \vec{r}') \rho_2(\vec{r}' - \vec{R}), \quad /4/$$

описывающей канал упругого рассеяния, и слагаемого, отвечающего возбуждению частично-дырочных пар:

$$H_{\text{int}}(R) = \sum_{p,h} V_{ph}(R) (\alpha_p^+ \beta_h^+ + \beta_h \alpha_p), \quad /5/$$

где

$$V_{ph}(R) = \int d\vec{r} d\vec{r}' \phi_p^*(\vec{r}) \phi_h(\vec{r}) v_{NN}(\vec{r}-\vec{r}') \rho_i(\vec{r}'-\vec{R}), \quad (i=1,2). \quad /6/$$

Потенциал $U(R)$ входит в H_{coll} :

$$H_{coll} = P^2/2\mu + U(R), \quad /7/$$

где μ - приведенная масса системы. В уравнениях /5/, /6/ операторы рождения /уничтожения/ частиц и дырок обозначаются a_p^+ и β_h^+ (a_p и β_h), а соответствующие одночастичные волновые функции - ϕ_p и ϕ_h .

Внутренний гамильтониан H_0 имеет вид

$$H_0 = \sum_p \epsilon_p a_p^+ a_p + \sum_h \epsilon_h \beta_h^+ \beta_h, \quad /8/$$

где ϵ_p (ϵ_h) - энергии частиц /дырок/.

Уравнения /5/, /7/ и /8/ полностью определяют гамильтониан модели, описывающий столкновение ядер, в процессе которого происходит возбуждение частично-дырочных пар изменяющимся во времени средним полем ядра-партнера.

Чтобы вычислить $\langle t | H_{int} | t \rangle$, необходимо рассмотреть гейзенберговские уравнения движения для величин $Q_{ph}^{(\pm)} = \langle t | a_p^+ \beta_h^+ \pm \beta_h a_p | t \rangle$. Пренебрегая перерассеянием частиц и дырок и предполагая, что каждая отдельная частично-дырочная пара дает очень маленький вклад в полную волновую функцию ($\langle t | a_p^+ a_p | t \rangle, \langle t | \beta_h^+ \beta_h | t \rangle \ll 1$), получаем уравнения

$$-i\hbar \dot{Q}_{ph}^{(+)} = \epsilon_{ph} Q_{ph}^{(-)}, \quad /9/$$

$$-i\hbar \dot{Q}_{ph}^{(-)} = \epsilon_{ph} Q_{ph}^{(+)} + 2V_{ph}, \quad /10/$$

где $\epsilon_{ph} \equiv \epsilon_p + \epsilon_h$.

Из /9/ и /10/ следует

$$Q_{ph}^{(+)} = -\frac{2}{\hbar} \int_0^t dt' \sin \frac{1}{\hbar} \epsilon_{ph} (t-t') \cdot V_{ph}(R(t')). \quad /11/$$

Подставляя этот результат в /2/ и /3/, получаем

$$\begin{aligned} \mu \ddot{R} = & -\nabla_R U(R) + \frac{2}{\hbar} \sum_{p,h} \nabla_R V_{ph}(R(t)) \times \int_0^t dt' V_{ph}(R(t')) \times \\ & \times \sin \frac{1}{\hbar} \epsilon_{ph} (t-t'). \end{aligned} \quad /12/$$

Первое слагаемое в правой части /12/ представляет обычные консервативные силы, описывающие упругое рассеяние ядер в потен-

циале $U(R)$. Второе слагаемое отвечает связи относительного движения с внутренним. Его структура существенно отличается от обычных сил трения, пропорциональных скорости, хотя источником сил трения также является связь относительного движения с внутренним. Второе слагаемое в правой части /12/ содержит "эффект памяти".

Уравнение /12/ является нашим основным уравнением, но его решение в такой форме - весьма громоздкая задача. С другой стороны, действуя в духе сделанных выше предположений и считая, что индивидуальная структура конкретного частично-дырочного состояния не должна быть существенной для динамики системы в целом, введем усредненную функцию взаимодействия:

$$V^2(\epsilon, R(t), R(t')) \equiv \frac{\sum_{ph} \delta(\epsilon - \epsilon_{ph}) V_{ph}(R(t)) V_{ph}(R(t'))}{g(\epsilon)}, \quad /13/$$

где

$$g(\epsilon) \equiv \sum_{p,h} \delta(\epsilon - \epsilon_{ph}) \quad /14/$$

- плотность частично-дырочных состояний. Используя функцию $V^2(\epsilon, R(t), R(t'))$, можно записать уравнения /12/ следующим образом:

$$\mu \ddot{R} = -\nabla_R U(R) + \int_0^t dt' \int_0^\infty d\epsilon g(\epsilon) \nabla_{R(t)} V^2(\epsilon, R(t), R(t')) \sin \frac{\epsilon}{\hbar} (t-t'). \quad /15/$$

Пока в /13/ и /14/ стоит точная δ -функция, уравнения /12/ и /15/ эквивалентны. Однако для тяжелых систем, в которых плотность частично-дырочных возбуждений велика, переход в /15/ от суммирования к интегрированию по энергии частично-дырочных возбуждений вполне приемлем и не должен существенно сказаться на физических следствиях. В этом случае усредненная функция взаимодействия /13/ и плотность /14/ должны рассчитываться со сглаженной δ -функцией.

3. ПРОСТАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ ОЧЕНЬ ТЯЖЕЛЫХ СИСТЕМ

Сформулируем простую модель, для которой интегро-дифференциальное уравнение /15/ может быть решено точно. Как пример, рассмотрим очень тяжелую систему $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ /1766 МэВ/. Плотность $g(\epsilon)$ можно записать следующим образом: $g(\epsilon) = \int_0^{\epsilon_F} g_p(\epsilon') g_h(\epsilon - \epsilon') d\epsilon'$, где ϵ_F - энергия Ферми, g_p, g_h - плотности состояний частиц и дырок соответственно. Для одночастичной модели с эквидистантными уровнями $g_p/g_h \approx g_h = A/14$ МэВ $^{-1}$ и $g(\epsilon) = g_p g_h \epsilon$ ($\epsilon \leq \epsilon_F$). Для ядра с $A = 238$ при $\epsilon = 5$ МэВ плотность составляет 1445 со-

стояний на МэВ, что вполне оправдывает переход от суммирования к интегрированию.

При заданном расстоянии между центрами сталкивающихся ядер усредненная функция взаимодействия /13/ должна убывать с ростом ϵ из-за уменьшения перекрытия волновых функций частиц и дырок. Для расстояний больших, чем сумма радиусов ядер, радиальная зависимость $V^2(\epsilon, R, R')$ будет определяться "хвостами" одночастичных волновых функций. Поэтому можно ожидать, что факторизация $V^2(\epsilon, R, R')$:

$$V^2(\epsilon, R, R') = V^2(\epsilon) f(R) f(R') \quad /16/$$

явится вполне разумным приближением. Для энергетической зависимости /16/ предположим:

$$V^2(\epsilon) = V_0^2 \Delta^2 / (\Delta^2 + \epsilon^2), \quad /17/$$

с параметрами V_0 /сила взаимодействия/ и Δ /характерная энергия частично-дырочных возбуждений/. Для формфактора $f(R)$ используем простейшую функциональную зависимость:

$$f(R) = (R - R_{int}) / R_{int}, \quad R \leq R_{int} \quad /18/$$

$$f(R) = 0, \quad R > R_{int},$$

где R_{int} - радиус взаимодействия ядер. Такая параметризация $f(R)$ согласуется с поведением $U(R)$ /сумма ядерного, кулоновского и центробежного потенциалов/. Для очень тяжелых систем потенциал $U(R)$ может быть аппроксимирован линейной функцией от R /рис.1/. При линейной зависимости U сила dU/dR становится зависящей от L константой:

$$dU/dR \approx -U_0^0. \quad /19/$$

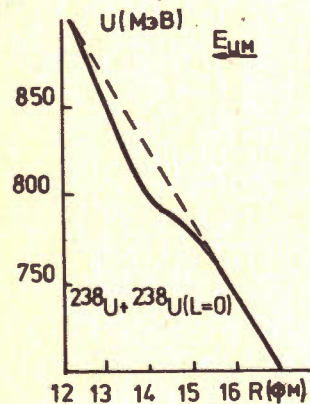


Рис.1. Потенциал взаимодействия ядер $U(R)$ для системы $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ при $L = 0$, т.е. сумма ядерного и кулоновского потенциалов /сплошная линия/. Ядерная часть потенциала взята из /5/. Пунктирной линией изображена линейная аппроксимация потенциала, принятая в данной работе.

С увеличением L приближение /18/ становится все более и более реалистичным. Для расстояний $R > R_{int}$ потенциал $U(R)$ аппроксимируется суммой кулоновского и центробежного потенциалов.

В результате сделанных предположений уравнение /15/ может быть решено аналитически.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

Результаты расчета зависимости от времени величин $R(t)$ и $\langle t|H_0|t \rangle$ для центрального столкновения $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U} / L = 0 /$ при различных значениях параметров модели V_0 и Δ представлены на рис.2 и 3. С увеличением Δ и V_0 взаимопроникновение сталкивающихся ядер становится большим и возрастает внутренняя энергия возбуждения системы. Значение энергии возбуждения $\langle t|H_0|t \rangle$ оказалось значительно более чувствительным к величине V_0 , чем к Δ /на рис. 2 и 3 приведены результаты, полученные при изменении Δ в 10 раз и V_0 - только в 4 раза/. Внутренняя энергия возбуждения достигает максимального значения в процессе взаимодействия ядер, а затем убывает, так что к моменту разлета фрагментов значение энергии возбуждения заметно меньше максимального. Максимальное значение $\langle t|H_0|t \rangle$ увеличивается с ростом характерной энергии частично-дырочных возбуждений Δ . Отношение максимального значения $\langle t|H_0|t \rangle$ к окончательному зависи-

т в основном от Δ и остается почти постоянным при изменении V_0 . Отсюда следует, что высокоэнергетические частично-дырочные состояния быстро возбуждаются, но затем деовозбуждаются в процессе столкновения и не дают вклада в окончательную величину потерь кинетической энергии.

На рис.4,5 представлены результаты расчета угла отклонения θ , минимального расстояния между центрами ядер R_{min} , времени взаимодействия τ_{int} и потерь радиальной кинетической энергии ΔE для различных значений начального

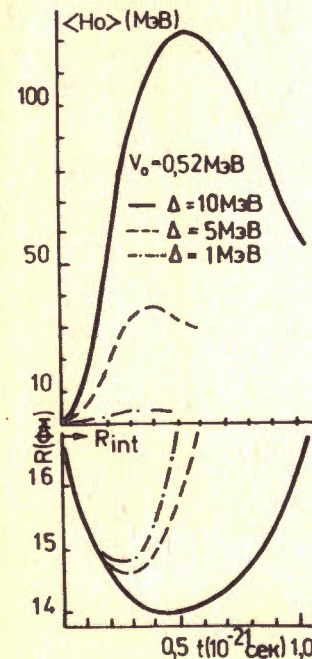


Рис.2. Зависимость от времени величин $R(t)$ и $\langle t|H_0|t \rangle$ для реакции $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U} / 1766 \text{ МэВ}, L = 0 /$, полученная в данной работе для различных значений Δ при $V_0 = 0,52 \text{ МэВ}$, R_{int} - радиус взаимодействия.

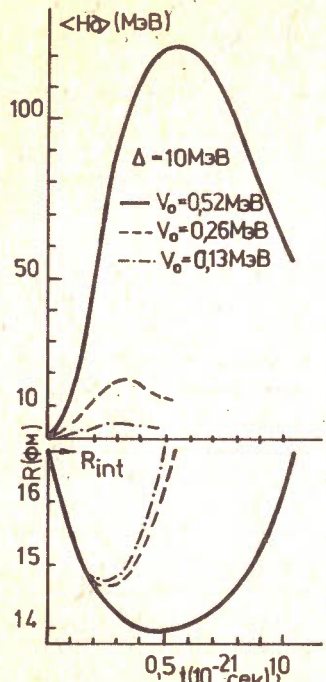


Рис.3. То же, что и на рис.2, но для различных значений V_0 при $\Delta = 10$ МэВ.

орбитального углового момента L . Для сравнения приведены результаты расчета, выполненного в рамках классической модели с силами трения ^{14/} /без учета энергии деформации/, которая с успехом использовалась для анализа экспериментальных данных о глубоконеупругих столкновениях. Величина потерь радиальной кинетической энергии ΔE , полученная в наших расчетах, оказалась меньше /при реалистичных значениях V_0 / , чем в модели с силами трения.

Зависимость от L характеристик реакции, показанных на рис.4,5, оказалась сходной в обеих моделях, хотя уравнения для $R(t)$ различаются существенно. Различия в поведении угла отклонения θ связаны, в основном, с предположением о линейной зависимости от R потенциала взаимодействия ядер, сделанным в нашей модели.

Исследуем временное поведение $\langle t|H_0|t \rangle$ в зависимости от значения характерной энергии частично-дырочных возбуждений. Для этого воспользуемся следующей параметризацией энергетической зависимости $V^2(\epsilon)$:

$$V^2(\epsilon) = V_0^2 \left\{ c_1 \exp\left(-\left(\frac{\epsilon - \hbar\omega}{\frac{1}{2}\hbar\omega}\right)^2\right) + c_2 \exp\left(-\left(\frac{\epsilon - 2\hbar\omega}{\frac{1}{2}\hbar\omega}\right)^2\right) \right\},$$

которая имитирует оболочечную структуру в $V^2(\epsilon)$ с расстоянием между оболочками $\hbar\omega$ для ^{238}U , равным 6,5 МэВ. На рис.6 представлены результаты расчета для трех случаев:

- 1/ $c_1 = 1, c_2 = 0$ /переходы только между соседними оболочками/;
- 2/ $c_1 = 0, c_2 = 1$ /переходы только через оболочку/;
- 3/ $c_1 = 1, c_2 = 1$.

Как видно из рис.6, окончательные значения потерь кинетической энергии в случаях 1 и 3 совпадают, хотя временное поведение $\langle t|H_0|t \rangle$ различно в этих случаях. Во втором случае, когда возбуждаются только высокоэнергетические частично-дырочные пары, окончательное значение потерь кинетической энергии существенно меньше, чем в первом и третьем случаях. Можно сделать вывод о том, что высокоэнергетические возбуждения не дают существенного вклада в окончательную величину потерь кинетической энергии.

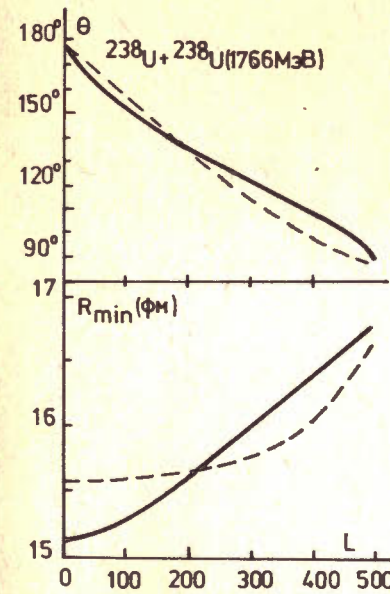


Рис.4. Зависимость от L угла отклонения θ и минимального расстояния между ядрами R_{min} . Сплошная линия - результаты данной работы при $V_0 = 0,52$ МэВ и $\Delta = 10$ МэВ, пунктирная - результаты классической модели с силами трения ^{14/}.

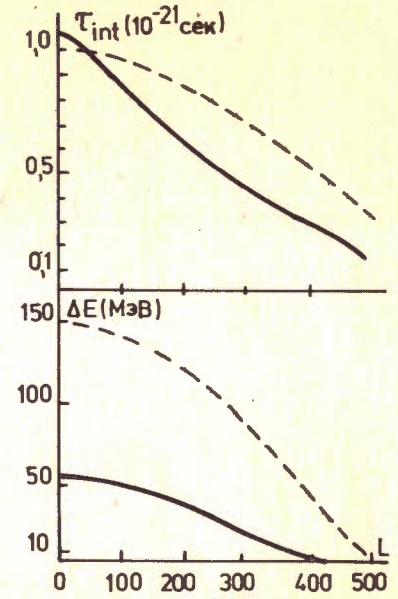


Рис.5. Зависимость от L времени взаимодействия τ_{int} и величины потерь кинетической энергии ΔE . Сплошная линия - результаты данной работы при $V_0 = 0,52$ МэВ, $\Delta = 10$ МэВ, пунктирная - результаты классической модели с силами трения ^{14/}.

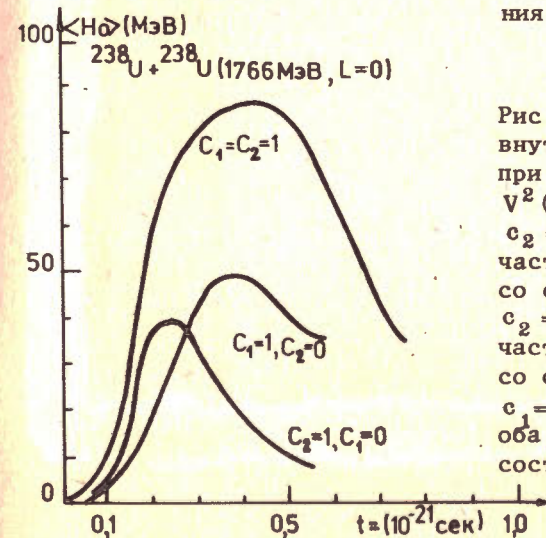


Рис.6. Временная зависимость внутренней энергии $\langle t|H_0|t \rangle$ при различной параметризации $V^2(\epsilon) / V_0 = 0,52$ МэВ/: $c_1 = 1, c_2 = 0$ - возбуждаются только частично-дырочные состояния со средней энергией $\hbar\omega$; $c_1 = 0, c_2 = 1$ - возбуждаются только частично-дырочные состояния со средней энергией $2\hbar\omega$; $c_1 = c_2 = 1$ - возбуждаются оба типа частично-дырочных состояний.

ЛИТЕРАТУРА

1. Волков В.В. Ядерные реакции глубоконеупругих передач. Энергоиздат, М., 1982.
2. Broglia R.A., Dasso C.H., Winther A. Phys.Lett., 1974, B53, p. 301; Джолос Р.В., Картавенко В.Г., Федотов С.И. ЯФ, 1980, 31, с. 137.
3. Griffin J.J. Phys.Rev.Lett., 1966, 17, p. 478.
4. Gross D.H.E., Kalinowski H. Phys.Rep., 1978, 45, p. 175.
5. Blocki J. et al. Ann.Phys., 1977, 105, p. 427.

Рукопись поступила в издательский отдел
13 апреля 1984 года.

Джолос Р.В. и др.

P4-84-245

Микроскопическая модель затухания кинетической энергии
в глубоконеупругих столкновениях тяжелых ионов

В рамках простой микроскопической модели, основанной на одночастичной модели ядра, изучается механизм столкновения ядер. Рассчитываются траектории движения ядер и временная зависимость величины потерь кинетической энергии. Полученные результаты сравниваются с результатами классической модели с силами трения.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод Т.Ю.Думбрайс

Jolos R.V.

P4-84-245

Microscopic Model of the Kinetic-Energy Loss in Deep
Inelastic Collisions of Heavy Ions

In the framework of the microscopical model based on the single-particle shell model the mechanism of the nuclear collisions is investigated. The trajectories and the time-dependence of the kinetic-energy loss are calculated. The results obtained are compared with the results of the classical model with friction forces.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984