ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р-2030

Ф.А.Гареев, Б.Н.Калинкин

О НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ СЛОЖНЫХ ЯДЕР

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1965

Р-2030

Ф.А.Гареев, Б.Н.Калинкин

О НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ СЛОЖНЫХ ЯДЕР

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1. Неупругое рассеяние сложных ядер при энергиях, меньших кулоновского барьера V_B, изучается уже длительное время. Этот процесс известен под названием кулоновского возбуждения. С его помощью получено много ценных сведений о радиационных переходах малой энергии в ядрах.

Напротив, изучение неупругого рассеяния ядер в области энергий, значительно превышающих кулоновский барьер, находится на начальной стадии. Между тем, этот случай также представляет большой интерес, так как позволяет надеяться получить информацию о более высоких возбужденных состояниях ядер. Впервые он был рассмотрен качественно в работе /1/.

При изучении неупругого рассеяния ядер в области энергий $E > V_B$ необходимо учитывать следующие обстоятельства.

Во-первых, становится возможным прямой контакт ядер. Поэтому, помимо кулоновского механизма возбуждения, существенную роль может играть и ядерный.

Во-вторых, вероятность возбуждения может заметно измениться в результате искажения орбит - отклонения их от гиперболической формы (такая форма реализуется при $E < V_B$). На возможность возникновения этого эффекта уже указывалось в работе /2/.

2. Эти обстоятельства делают исследование процесса в общем виде в достаточной мере сложным. Поэтому сначала для выяснения их роли полезно ограничиться наиболее простым случаем - неупругого рассеяния сложных ядер, сопровождаемого возбуждением уровней одночастичного типа в ядре-мишени.

Выберем в качестве ядра-мишени Bi^{209} (дважды магический кор плюс протон) и рассмотрим неупругое рассеяние тяжелого иона O^{16} с энергией $E = 140$ Мэв ($V_B \approx 80$ Мэв), сопровождаемое переходом ядра Bi^{209} из основного состояния $1h_{9/2}$ в возбужденное $2f_{5/2}$ ($E2$ - переход с энергией $\Delta E \approx 2{,}9$ Мэв). В хорошем приближении такой переход можно считать одночастичным.

Хорошо известно, что для исследования процессов, происходящих между сложными ядрами, можно с успехом использовать полуклассическое приближение. Поэтому дифференциальное сечение неупругого рассеяния запишем в виде:

$$d\sigma = 2\pi P\, b db\ , \qquad (1)$$

где b -прицельный параметр, а P-вероятность перехода ядра - мишени из основного состояния в возбужденное.

Таким образом, относительное движение ядер описывается классически, с использованием представления о траектории, а возбуждение – по квантовой теории.

Исследование процесса упругого рассеяния сложных ядер [3] приводит к заключению, что весьма важную роль играет поглощение (точнее говоря, процессы неупругого типа). При больших значениях прицельного параметра происходит рассеяние в кулоновском поле. С уменьшением прицельного параметра становится возможным касательное столкновение, причем включается ядерный механизм возбуждения. Роль ядерного взаимодействия быстро возрастает при дальнейшем уменьшении параметра. При этом быстро растет вероятность реализации большого числа каналов неупругого типа. При некотором значении прицельного параметра b_{min} их вклад по сравнению с рассматриваемым случаем неупругого рассеяния становится подавляющим, т.е. с феноменологической точки зрения наступает полное поглощение.

Оказывается, что b_{min} соответствует расстоянию наибольшего сближения, приближенно равному сумме средних радиусов сталкивающихся ядер. Таким образом, процесс неупругого рассеяния по данному каналу эффективно протекает при периферическом столкновении ядер.

Тогда на основе результатов работы [4] потенциал ядерного взаимодействия между двумя ядрами можно представить в виде:

$$V_n(R) = \begin{cases} -\dfrac{V_0 R_0^2}{2\Delta^2}\dfrac{1}{R^2}(R_0+\Delta-R)^2\,; & R_0 \le R \le R_0+\Delta\,; \\ 0\,; & R \ge R_0+\Delta\,; \end{cases} \qquad (2)$$

где

$$V_0 = 40\,, \quad \Delta = 2{,}2f\,, \quad R_0 = 1{,}27\,(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})\,f\,.$$

Используя такую запись для $V_n(R)$, можно представить характеристики относительного движения ядер в классическом приближении с учетом ядерных, кулоновских и центробежных сил в аналитическом виде. Рис. 1. иллюстрирует влияние ядерных сил на форму траектории. Радиус окружности равен $R = R_0 + \Delta$. При $R > R_0 + \Delta$ на тяжелый ион действуют только кулоновские силы. Орбита, касающаяся окружности, соответствует движению в кулоновском поле с минимальным моментом $\ell = 89$. Самая глубокая орбита из представленных на рисунке соответствует движению с моментом $\ell = 77$; она проходит через зону действия ядерных сил. Штрихованная кривая представляет ту же самую орбиту, вычисленную в предположении, что ядерные силы отсутствуют. Из рисунка видно, что наличие ядерных сил приводит к значительному искажению орбиты. Отсюда ясно, что это искажение необходимо учитывать. Теперь по аналогии с теорией кулоновского возбуждения запишем вероятность перехода P, входящую в формулу (1), в виде:

$$P = (2I_i + 1)^{-1} \sum_{M_i M_f} |b_{if}|^2, \qquad (3)$$

где b_{if} –амплитуда перехода

$$b_{if} = \frac{1}{i\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} <f \mid \mathcal{H} \mid i> e^{i\omega t} \, dt \,, \tag{4}$$

I_i – спин начального состояния, M_i, M_f – проекции спина в начальном и конечном состояниях, $\mathcal{H}(t)$ – взаимодействие, приводящее к переходу с частотой $\omega = (E_f - E_i)/\hbar$. $\mathcal{H}(t)$ включает как ядерное, так и кулоновское поле иона:

$$\mathcal{H}(t) = \mathcal{H}^{(\kappa)}(t) + \mathcal{H}^{(я)}(t).$$

В соответствии с этим амплитуда перехода состоит из двух слагаемых:

$$b_{if} = b_{if}^{(\kappa)} + b_{if}^{(я)} \,.$$

Для вычисления амплитуд необходимо определить $\mathcal{H}^{(\kappa)}(t)$ и $\mathcal{H}^{(я)}(t)$. $\mathcal{H}^{(\kappa)}$ зададим таким же образом, как это делается в теории кулоновского возбуждения:

$$\mathcal{H}^{(\kappa)}(t) = 4\pi Z_1 e \sum_{\lambda,\mu} \frac{1}{2\lambda+1} \frac{r_p^{\lambda}}{r_i^{\lambda+1}} Y_{\lambda\mu}(\theta_i \phi_i) Y^*_{\lambda\mu}(\theta_p, \phi_p), \tag{5}$$

где индексы i, p отличают координаты иона от координат протона. Углы θ_i, ϕ_i и координата r_i являются функциями от времени.

При определении ядерной части взаимодействия удобно воспользоваться результатами оптической модели для рассеяния протонов на сложных ядрах. Кроме того, характер задачи наводит на мысль, что существенной частью потенциала взаимодействия между протоном и ядерным полем иона является его "хвост". Учитывая это обстоятельство, воспользуемся для аппроксимации "хвоста" ядерного взаимодействия функцией

$$\mathcal{H}^{(я)}(|r_{pi}|) = \frac{A}{a\, r_{pi}} \left[\exp\{-2a(r_{pi} - r_0)\} - 2\exp\{-a(r_{pi} - r_0)\}\right]. \tag{6}$$

Выбор $\mathcal{H}^{(я)}$ в такой форме обусловлен тем, что выражение (6) допускает простое представление в переменных r_i, r_p. Именно:

$$\mathcal{H}^{(я)}(|r_{pi}|) = -8\pi A \Big\{ \exp(2a r_0) \sum_{\lambda\mu} j_\lambda(i2a r_p) h_\lambda^{(1)}(i2a r_i) Y_{\lambda\mu}(\theta_i \phi_i) Y^*_{\lambda\mu}(\theta_p \phi_p) - \exp(a r_0) \sum_{\lambda\mu} j_\lambda(i a r_p) h_\lambda^{(1)}(i a r_i) Y_{\lambda\mu}(\theta_i \phi_i) Y^*_{\lambda\mu}(\theta_p, \phi_p) \Big\}, \tag{7}$$

j_λ и $h_\lambda^{(1)}$ – сферические функции Бесселя и Ханкеля первого рода, причем $r_i > r_p$ (что имеет место в нашем случае). Аппроксимация данных оптической теории осуществляется с помощью следующих значений параметров:

$$A = 133\ \text{Мэв}, \quad r_0 = 1{,}27\ f, \quad a = 1{,}2\ f^{-1}. \tag{8}$$

Для вычисления вероятности перехода необходимо знать волновые функции протона в начальном и конечном состояниях. Эти функции были получены с помощью приближенного метода, предложенного Шредером [5]. Приведем выражения для радиальных частей функции.

Начальное состояние $1h_{9/2}$ (энергия $E = -4{,}2$ Мэв):

$$R_i(r_p) = (N_i / r_p) \exp\left[-a^2 (r_p - v_i)^2 / 2\right],$$

$$N_i = (\alpha_i / \pi^{1/2})^{1/2}, \qquad \alpha_i = 0{,}78\ f^{-1}, \quad v_i = 5{,}5\ f\ .$$

Конечное состояние $2\ f_{5/2}$ (энергия $E = -1{,}3$ Мэв):

$$R_f(r_p) = (N_f / r_p)\,[\,2\,\alpha_f(r_p - v_f)\,]\ \exp\,[-\alpha_f^2(r_p - v_f)^{3/2}\,], \tag{9}$$

$$N_f = (\alpha_f / 2\pi^{1/2})^{1/2}, \qquad \alpha_f = 0{,}66\ f^{-1}, \qquad v_f = 5\ f\ .$$

Теперь для амплитуды $b_{if}^{(я)}$ можно написать:

$$b_{if}^{(я)} = \frac{1}{ih} \sum_{\lambda\mu} \langle I_f M_f |\, Y_{\lambda\mu}^* \,| I_i M_i \rangle\ S_{\lambda\mu}^{(я)}, \tag{10}$$

где

$$S_{\lambda\mu}^{(я)} = \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega t}\ g_\lambda[\,r_i(t)\,]\ Y_{\lambda\mu}[\,\theta_i(t),\ \phi_i(t)\,]\ dt\ ; \tag{11}$$

а функция $g[\,r(t)\,]$ есть:

$$\begin{aligned} g_\lambda(r_i) &= 8\pi A\ \exp(\alpha r_0)\ h_\lambda^{(1)}(i\alpha r_0) \int_0^{r_i} R_i\, R_f\, j_\lambda(i\alpha r_p)\, dr = \\ &= b_\lambda\, h_\lambda^{(1)}(i\alpha r_i)\,. \end{aligned} \tag{12}$$

При выводе формулы (12) было учтено поведение функций R_i и R_f при больших значениях r_p, в результате которого главным членом в разложении $H^{(я)}$ является последняя сумма. Поскольку, кроме того, основной вклад в интеграл (12) дает область значений $r_p < r_i$, то этот интеграл практически равен постоянной величине.

Часть амплитуды перехода b_{if}, обусловленная кулоновским взаимодействием, определяется обычным выражением:

$$b_{if}^{(к)} = \frac{4\pi Z_1 e}{ih} \sum_{\lambda\mu} \frac{1}{2\lambda + 1} \langle I_f M_f |\ \mathfrak{M}(E, \lambda\mu)\ | I_i M_i \rangle\ S_{E,\lambda\mu}^{(к)}, \tag{У13}$$

где

$$S_{E,\lambda\mu}^{(к)} = Y_{\lambda\mu}\left(\frac{\pi}{2}, 0\right) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(x_i + i y_i)^{\mu}}{r_i^{\lambda+\mu+1}}\ e^{i\omega t}\, dt\ . \tag{14}$$

В теории кулоновского возбуждения такие интегралы вычисляются путем параметризации гиперболической орбиты. Однако в общем случае, когда возможно сильное отклонение орбиты от гиперболической формы, удобно перейти к интегрированию по координате r_i.

После простых преобразований функции $S_{\lambda\mu}^{(я)}$ и $S_{\lambda\mu}^{(к)}$ приобретают вид :

$$S_{\lambda\mu}^{(я)}(\ell) = b_\lambda\, Y_{\lambda\mu}\left(\frac{\pi}{2}, 0\right) \frac{(m / 2E)^{1/2}}{k}\ I_{\lambda\mu}^{(я)}(\ell)\,, \tag{15}$$

где

$$I_{\lambda\mu}^{(я)}(\ell) = 2k^2 \int_{r_0}^{\infty} e^{i\mu\phi(r)}\ h_\lambda^{(1)}(i\alpha r)\, e^{i\omega t(r)}\ \frac{r\,dr}{\sqrt{F(kr)}}$$

и

$$S^{(\kappa)}_{\lambda\mu}(\ell) = Y_{\lambda\mu}\left(\frac{\pi}{2}, 0\right) v^{-1} a^{-\lambda} I_{\lambda\mu}(\ell), \qquad (16)$$

$$I^{(\kappa)}_{\lambda\mu}(\ell) = 2k\,(\eta/k)^{\lambda}\int_{r^{\circ}}^{\infty}\frac{e^{i\mu\phi(r)}\;e^{i\omega t(r)}\,dr}{r^{\lambda}\sqrt{F(kr)}}.$$

Здесь m –приведенная масса, $\eta = Z_1 Z_2 e^2/\hbar v$, v –скорость относительного движения на бесконечности, $a = \eta/k$, а r° –классическая точка поворота–является корнем функции $F(kr)$. Функции $F(kr) = F(\rho)$, $\phi(r)$ и $t(r)$ имеют различный вид в разных случаях.

Если классическая точка поворота r° расположена в области $r^{\circ} > R_0 + \Lambda$, то реализуется резерфордовское рассеяние и для указанных функций имеем выражения:

$$F(\rho) = F_I(\rho) = -(\ell + ½)^2 - 2\eta\rho + \rho^2,$$

$$\phi(r) = \frac{\pi}{2} - \operatorname{arctg}\frac{(\ell + ½)^2 + \eta\rho}{(\ell + ½)\sqrt{F_I(\rho)}},$$

$$t(r) = \frac{(m/2E)^{½}}{k}\left[\sqrt{F_I(\rho)} + \eta\ln\left\{\frac{\sqrt{F(\rho)} + \rho - \eta}{\sqrt{\eta^2 + (\ell + ½)^2}}\right\}\right].$$

Если классическая точка поворота расположена в области действия ядерных сил, т.е. $r^{\circ} < R + \Lambda$, то эти функции в зависимости от местоположения частицы – на ядерном(а) или на кулоновском(б) участке траектории – приобретают следующий вид:

$$F(\rho) = F_{II}(\rho) = (1 + \alpha^2)\rho^2 - 2(\eta + \gamma)\rho + \beta^2 - (\ell + ½)^2,$$

$$\left(\gamma = \alpha^2\rho' = \alpha^2 k\,(R_0 + \Lambda);\quad \beta^2 = \alpha^2\rho'^2;\quad \alpha^2 = \frac{B}{E};\quad B = \frac{V_0 R_0^2}{2\Delta^2}\right),$$

$$\phi(r) = \frac{\ell + ½}{\sqrt{\beta^2 + (\ell + ½)^2}}\ln\left\{\frac{\rho\sqrt{(\eta+\gamma)^2 - (1+\alpha^2)[\beta^2 - (\ell + ½)^2]}}{(\eta+\gamma)\rho - [\beta^2 - (\ell+½)^2] - \sqrt{[\beta^2 - (\ell+½)^2]\,F_{II}(\rho)}}\right\}, \qquad (a)$$

$$t(r) = \frac{(m/2E)^{½}}{k(1+\alpha^2)}\left[F_{II}(\rho) + \frac{\eta+\gamma}{\sqrt{1+\alpha^2}}\ln\frac{\sqrt{(1+\alpha^2)F_{II}(\rho)} - (\eta+\gamma) + (1+\alpha^2)\rho}{\sqrt{(\eta+\gamma)^2 - (1+\alpha^2)[\beta^2 - (\ell+½)^2]}}\right]$$

и

$$F(\rho) = F_{II}(\rho), \qquad (б)$$

$$\phi(r) = \operatorname{arctg}\frac{(\ell + ½)^2 + \eta\rho'}{(\ell + ½)\sqrt{F_I(\rho')}} - \operatorname{arctg}\frac{(\ell + ½)^2 + \eta\rho}{(\ell + ½)\sqrt{F_I(\rho)}} +$$

$$+\frac{\ell+\frac{1}{2}}{\sqrt{\beta^2-(\ell+\frac{1}{2})^2}}\ln\left\{\frac{\rho'\sqrt{(\eta+\gamma)^2-(1+\alpha^2)[\beta^2-(\ell+\frac{1}{2})^2]}}{(\eta+\gamma)\rho'-[\beta^2-(\ell+\frac{1}{2})^2]-\sqrt{[\beta^2-(\ell+\frac{1}{2})^2]F_{II}(\rho')}}\right\},$$

$$t(r)=\frac{(m/2E)^{1/2}}{k}\left\{\left[\sqrt{F_I(\rho)}-\sqrt{F_I(\rho')}+\eta\ln\frac{\sqrt{F_I(\rho)}+\rho-\eta}{\sqrt{F_I(\rho')}+\rho'-\eta}\right]+\right. \tag{6}$$

$$\left.+\frac{1}{1+\alpha^2}\left[\sqrt{F_{II}(\rho')}+\frac{\eta+\gamma}{\sqrt{1+\alpha^2}}\ln\frac{\sqrt{(1+\alpha^2)F_{II}(\rho')}+(1+\alpha^2)\rho'-(\eta+\gamma)}{\sqrt{(\eta+\gamma)^2-(1+\alpha^2)[\beta^2-(\ell+\frac{1}{2})^2]}}\right]\right\}.$$

Разумеется, орбитальные интегралы $I^{(я)}_{\lambda\mu}(\ell)$ и $I^{(к)}_{\lambda\mu}(\ell)$, входящие в формулы (15) и (16), необходимо рассчитать численно.

Если точка поворота r^o расположена в области $r^o > R_o+\Delta$, то $I^{(к)}_{\lambda\mu}(\ell)$ полностью совпадают с кулоновскими орбитальными интегралами, вычисленными в /2/.

Интересно сравнить значения орбитальных интегралов $I^{(я)}_{\lambda\mu}$ и $I^{(к)}_{\lambda\mu}$, вычисленных для кулоновских и искаженных орбит. Для иллюстрации влияния эффекта искажения орбиты на значение орбитальных интегралов даны таблицы 1 и 2.

В таблице 1 приведены значения интегралов $I^{(к)}_{\lambda\mu}$ при $\lambda=2$ (это значение λ соответствует подавляющему вкладу в сечение) в зависимости от ℓ. Аналогичные данные для интегралов $I^{(я)}_{\lambda\mu}(\lambda=2)$ сведены в таблицу 2. Наибольшую величину имеют компоненты с $\mu=-2$. Поэтому удобнее судить о влиянии искажения по поведению этих компонент. Из таблиц 1 и 2 видно, что при $\ell=89$ (точка включения ядерных сил)роль искажения ничтожна. Однако, при уменьшении ℓ она возрастает. При $\ell=77$ интеграл $I^{(к)}_{2,-2}(\ell)$ по искаженной орбите превышает свое значение для кулоновской орбиты в $\approx 1{,}6$ раза. Этот эффект проявляется еще более резко в случае интегралов $I^{(я)}_{2,-2}(\ell)$. Здесь наблюдается рост в $\approx 4{,}2$ раза. С качественной точки зрения этот результат легко понять, поскольку,двигаясь по искаженной орбите, частица проходит вблизи ядра больший путь.

В действительности, эффект искажения орбиты будет заметно ослаблен из-за того, что именно в этой зоне значений ℓ имеет место частичное поглощение. Используя данные анализа экспериментов по упругому рассеянию, для грубого учета этого факта в выражение для сечения необходимо ввести обрезающую функцию:

$$A(\ell)=\begin{cases}[(\ell-\ell_1)/(\ell_k-\ell_1)]^3; & \ell_1\le\ell\le\ell_k;\\ 1; & \ell>\ell_k.\end{cases} \tag{17}$$

(В нашем случае $\ell_1=77$, $\ell_k=89$). При этом сечение приобретает вид:

$$\sigma = \frac{2\pi}{k^2} \int\limits_{\ell_1}^{\infty} P(\ell)\, A(\ell)\, \ell\, d\ell \quad . \tag{18}$$

Вычисление показывает, что $\sigma = \sigma^{\text{к+я}} \approx 40$ мб. Причем $\sigma^{\text{к}} / \sigma^{\text{к+я}} \approx 94\,\%$ ($\sigma^{\text{к}}$ –сечение без учета ядерного механизма возбуждения).

Однако необходимо подчеркнуть, что ядерная часть учитывалась весьма приближенно. Это обусловлено следующими причинами.

Во-первых, r^0 – параметр, входящий в ядерную часть взаимодействия (6), определен недостаточно точно.

Во-вторых, волновые функции(9) протона в начальном и конечном состояниях вычислены приближенно. Можно надеяться, что они близки к истинным внутри ядра, однако на периферии, играющей важную роль при ядерном механизме возбуждения, их поведение в зависимости от r_p неправильное (это практически не сказывается на сечении при кулоновском возбуждении).

В-третьих, погрешность возникает и при выборе значения ℓ_1 , играющего роль параметра обрезания (обычно этот параметр можно определить с ошибкой, равной единице).

В этой связи были проведены оценки с волновыми функциями, имеющими исправленную асимптотику. Кроме того, параметр r_0 был увеличен на 0,4 f , а значение ℓ_1 – уменьшено на единицу. Такое изменение параметров связано с неточностью их определения. В результате сечение увеличивается за счет вклада от ядерного механизма возбуждения, и $\sigma^{\text{к}} / \sigma^{\text{к+я}} \approx 76\,\%$.

Из структуры приведенных формул вытекает, что вклад от ядерного механизма слабо зависит от массового числа иона (при эквивалентной энергии на нуклон).Напротив, зависимость от кулоновского механизма $\sigma \approx Z_1^2 \approx \left(\frac{A_1}{2}\right)^2$ довольно сильная.

3. Разумеется, полученные цифры можно рассматривать лишь как ориентировочные. Однако несмотря на приближенный характер вычислений, а также на то, что мы ограничились только частным случаем неупругого рассеяния, представленные результаты позволяют сделать выводы, имеющие общий характер.

1. При неупругом рассеянии тяжелых ионов с зарядом $Z_1 \geq 8$ основным механизмом возбуждения является кулоновский. Это обстоятельство может сильно упростить анализ экспериментов.

2. Влияние искажения орбит на полное сечение в этом случае очень мало, так как подавляющий вклад вносит область прицельных параметров, для которых роль ядерных сил несущественна.

3. При неупругом рассеянии тяжелых ионов, обладающих небольшим зарядом

$(Z_1 \approx 2-3)$, основную роль играет ядерный механизм возбуждения. Поэтому полное сечение в зависимости от энергии столкновения должно испытывать быстрый рост в области кулоновского барьера.

4. В том случае, когда ядерный механизм возбуждения вносит основной вклад (малые значения Z_1 или монопольные переходы) учет искажений принципиально необходим.

Представляет интерес провести подобный анализ и для возбуждения уровней коллективной природы.

Литература

1. К.А.Тер-Мартиросян. ЖЭТФ, 22, 284 (1952).
2. K.Alder, A.Bohr, T.Huus, B.Mottelson, A.Winther. Rev. Mod. Phys., 28, 432-542, 1956.
3. B.N.Kalinkin, T.P.Kochkina, B.I.Pustylnik. Proc. of the Third Conference on Reactions between Complex Nuclei (University of California Press, Berkeley and Los Ageles, 1963, p.69; Acta Phys. Polon., 24, 427 (1963).
4. Я.Грабовский, Б.Н.Калинкин. Препринт ОИЯИ, Р-1743, Дубна, 1964.
5. A.Schroder. Nuovo Cim., VII, No.4, 461 (1958).

Рукопись поступила в издательский отдел
28 февраля 1965 г.

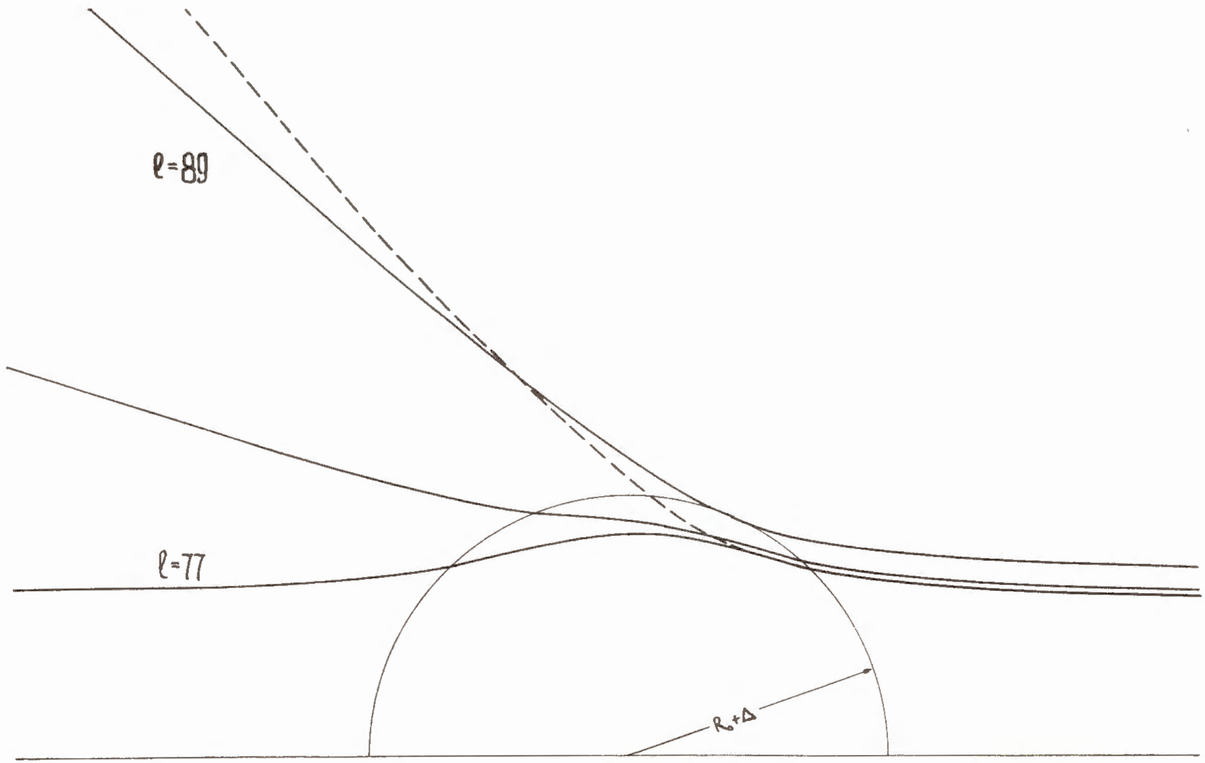
Таблица 1

l \ $\lambda;\mu$	$I^{(\kappa)}_{\lambda\mu}$ Кулоновские орбиты 2; 2	2; 0	2; -2	$I^{(\kappa)}_{\lambda\mu}$ Искаженные орбиты 2; 2	2; 0	2; -2
77	0,I998(-I)	0,8853(-I)	0,I648	0,4840(-I)	0,I929	0,2700
78	0,I929(-I)	0,8646(-I)	0,I6I9	0,7976(-I)	0,I668	0,2I90
79	0,I863(-I)	0,8445(-I)	0,I589	0,84I0(-I)	0,I508	0,I960
80	0,I800(-I)	0,8249(-I)	0,I56I	0,8298(-I)	0,I389	0,I8II
8I	0,I739(-I)	0,8058(-I)	0,I533	0,7974(-I)	0,I393	0,I70I
82	0,I680(-I)	0,7872(-I)	0,I505	0,7547(-I)	0,I2II	0,I6I6
83	0,I642(-I)	0,769I(-I)	0,I479	0,7II2(-I)	0,II43	0,I546
84	0,I569(-I)	0,75I5(-I)	0,I452	0,6563(-I)	0,I075	0,I494
85	0,I5I8(-I)	0,7343(-I)	0,I426	0,5958(-I)	0,I0I0	0,I443
86	0,I468(-I)	0,7I76(-I)	0,I40I	0,5284(-I)	0,9466(-I)	0,I400
87	0,I420(-I)	0,70I3(-I)	0,I377	0,253I(-I)	0,8807(-I)	0,I362
88	0,I374(-I)	0,6855(-I)	0,I353	0,I966(-I)	0,7II5(-I)	0,I355
89	0,I329(-I)	0,6700(-I)	0,I329	0,I34I(-I)	0,6704(-I)	0,I347

Примечание : обозначение $(-n)$ означает, что данное число надо умножить на 10^{-n}.

Таблица 2

l \ $\lambda;\mu$	$I^{(Я)}_{\lambda\mu}$ Кулоновские орбиты 2; 2	2; 0	2; -2	$I^{(Я)}_{\lambda\mu}$ Искаженные орбиты 2; 2	2; 0	2; -2
77	0,4746(-5)	0,506I(-5)	0,4745(-5)	0,85I4(-5)	0,I825(-4)	0,2I72(-4)
78	0,4223(-5)	0,4503(-5)	0,4223(-5)	0,6976(-5)	0,I054(-4)	0,II75(-4)
79	0,3758(-5)	0,4007(-5)	0,3758(-5)	0,5522(-5)	0,7439(-5)	0,8082(-5)
80	0,3343(-5)	0,3564(-5)	0,3343(-5)	0,4488(-5)	0,5659(-5)	0,605I(-5)
8I	0,2974(-5)	0,3I70(-5)	0,2973(-5)	0,3725(-5)	0,4488(-5)	0,4743(-5)
82	0,2645(-5)	0,2820(-5)	0,2645(-5)	0,3I42(-5)	0,3657(-5)	0,3830(-5)
83	0,2352(-5)	0,2507(-5)	0,2352(-5)	0,2680(-5)	0,3037(-5)	0,3I52(-5)
84	0,209I(-5)	0,2229(-5)	0,209I(-5)	0,2305(-5)	0,2559(-5)	0,2646(-5)
85	0,I859(-5)	0,I98I(-5)	0,I859(-5)	0,I923(-5)	0,2I80(-5)	0,2345(-5)
86	0,I652(-5)	0,I76I(-5)	0,I652(-5)	0,I726(-5)	0,I872(-5)	0,I927(-5)
87	0,I469(-5)	0,I565(-5)	0,I469(-5)	0,I490(-5)	0,I690(-5)	0,I666(-5)
88	0,I305(-5)	0,I39I(-5)	0,I305(-5)	0,I3I0(-5)	0,I502(-5)	0,I454(-5)
89	0,II60(-5)	0,I236(-5)	0,II60(-5)	0,II6I(-5)	0,I238(-5)	0,II6I(-5)



ℓ=89
ℓ=77
$R_0+\Delta$