

СОСТАВНЫЕ ЯДРА*)

Ф. Фридман и В. Вайскопф

1. Речь Бора, произнесенная в Копенгагенской Академии в 1936 г.¹, оказала сильнейшее влияние на наши воззрения. В течение восемнадцати лет со дня ее опубликования изложенные в ней идеи оказывались решающими для анализа ядерных реакций.

Какова была ситуация в ядерной физике в момент появления этой речи? В то время были известны в крайне ограниченном количестве качественные данные, касающиеся некоторых ядерных реакций. Из более ранних работ было известно, что большинство сечений реакции было порядка ядерных размеров. (Для заряженных частиц ядерные эффекты были даже еще меньше из-за наличия кулоновского поля.) Несколько позже Ферми с сотрудниками² обнаружил значительно большие сечения для реакций медленных нейтронов на некоторых элементах.

Предшествующие теоретические попытки³ объяснить такие различия в величинах сечений всецело базировались на чрезвычайно примитивной модели ядра — модели потенциальной ямы. Согласно этой модели действие ядра-мишени на налетающую частицу может быть описано, по крайней мере в первом приближении, с помощью потенциала, соответствующего притяжению. Квантово-механическое состояние системы задается в виде

$$\Psi = \varphi(\mathbf{r}) \chi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_A), \quad (1)$$

где χ представляет собой волновую функцию ядра-мишени, а $\varphi(\mathbf{r})$ — волновую функцию налетающей частицы. Предполагается, что функция χ не искажается взаимодействием, имеющим место в системе, тогда как $\varphi(\mathbf{r})$ считается решением задачи о движении отдельной частицы в поле с потенциалом $V(r)$. В простейшей модели потенциальной ямы потенциал $V(r)$ представляет собой прямоугольную яму:

$$\left. \begin{aligned} V &= -V_0 & \text{при} & \quad r < R, \\ V &= 0 & \text{при} & \quad r > R, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

причем $R = r_0 A^{1/3}$. Как и обычно, r_0 — константа порядка 10^{-13} см, а A является массовым числом ядра-мишени. V_0 — величина порядка ядерных энергий, скажем, нескольких десятков Мэв.

Результаты, получаемые на основании модели потенциальной ямы, весьма несложны. Возможны два типа реакций: упругое рассеяние и различные явления излучения. Все явления характеризуются своими сечениями. Сечения рассеяния преобладают. Эти сечения, вообще говоря, порядка ядерных размеров, но они достигают значительной величины в резонансах, заключенных в широком интервале.

*) The Compound nucleus. Из сборника, посвященного 70-летию со дня рождения Нильса Бора. Niels Bohr and the development of physics. Pergamon Press. London, 1955.

Резонансная область составляет для заданного момента импульса l от 10 до 20 $Mэв$; что же касается сечения рассеяния, то в резонансной области оно равно приблизительно $(2l + 1)4\pi\lambda^2$. Если резонанс имеет место при малых энергиях нейтронов, то сечение рассеяния делается очень большим.

С первого взгляда большое значение резонансного сечения могло бы служить объяснением большого значения сечения для тепловых нейтронов в некоторых ядрах, найденного Ферми с сотрудниками. Однако дальнейшие следствия, вытекающие из рассмотрения модели потенциальной ямы, указывают на несостоятельность этого объяснения. Во-первых, сечение захвата оказывается вообще очень малым и даже при резонансе рассеяние преобладает над захватом. Согласно этой модели нейтроны находятся внутри потенциальной ямы очень малое время, откуда следует, что вероятность их радиационного перехода в связанное состояние чрезвычайно мала. Во-вторых, широкая резонансная область отражает наиболее характерную особенность поведения обоих сечений: оба сечения слабо зависят от энергии. Деленные на λ^2 , эти сечения незначительно изменяются в пределах интервала в 1 $Mэв$ или меньше. Такая слабая зависимость от энергии и преобладание рассеяния даже в резонансной области являются типичными чертами поведения одиночной частицы.

Природа с двух сторон выражает несогласие с моделью потенциальной ямы. Совсем незадолго до знаменитого выступления Бора эксперименты, произведенные Бьержем и Весткоттом, Муном и Тиллманом, Сциллардом, Ферми и другими⁴, обнаружили, что нейтронные сечения значительно меняются в пределах нескольких электрон-вольт: резонансы чрезвычайно узки и тесно примыкают друг к другу. В то же самое время оказалось, что сечение при резонансе обусловлено главным образом захватом.

В 1936 г., таким образом, было уже ясно, что модель потенциальной ямы должна была быть чем-то заменена. Узкие, близко расположенные друг к другу резонансы, большие вероятности захвата при резонансе требовали изменения в описании ядерных реакций. И действительно, последовало полное изменение воззрений на ядерные реакции; этим-то изменениям и была посвящена речь Бора.

Основным представлением, которое было введено Бором, явилось представление о составных ядрах*). Немедленно после того, как налетающая частица попадает в ядро, возникает состояние, в котором участвует много частиц; это представление является антитезой представления, когда рассматривалась отдельная частица. В оправдание такого взгляда было высказано следующее: наблюдаемые, тесно примыкающие друг к другу резонансы в тяжелых ядрах являются указанием на то, что состояния, образуемые во время реакции, являются состояниями, характерными для системы многих тел. Выражение (1) не может описывать реакции, в которых участвуют тесно примыкающие друг к другу резонансы. Расстояния между уровнями, составляющие лишь несколько электрон-вольт, в системах ядерного масштаба могут появиться лишь в том случае, если в процессе возбуждения участвует значительное количество частиц. Поэтому неверно думать, что прохождение налетающей частицы через ядро может обойтись без заметного возмущения всего ядра-мишени. Напротив, для того чтобы объяснить возбуждение многих частиц, естественно встать на другую крайнюю точку зрения, которая состоит в том, что все нуклоны, входящие в состав ядра-мишени и налетающей частицы, сильно взаимодействуют между собой.

Было предположено, что в результате такого сильного взаимодействия налетающая частица и ядро, в которое она попадает, соединяются, образуя составное ядро, в которое все частицы или большинство их входят уже сов-

*) В русской литературе используются термины «составное ядро» и «промежуточное ядро»; в переводе использованы оба термина. (Прим. перев.)

местно; резонансы являются энергетическими уровнями, соответствующими квантовым уровням составной системы. Эти состояния, строго говоря, не являются стационарными, поскольку они имеют конечное время жизни: составное ядро может распадаться путем реэмиссии первичной частицы, через испускание γ -кванта или каким-либо другим образом. Ширина резонансов тем не менее указывает на то, что время жизни составного состояния, образуемого частицами малой энергии, относительно велико по сравнению с временем непосредственного прохождения через ядро налетающей частицы. Таким образом, эти состояния являются почти стационарными и по своим общим свойствам не должны существенно отличаться от настоящих стационарных состояний составных систем при более низких энергиях.

Эта новая идея оказалась чрезвычайно плодотворной для описания экспериментов с нейтронами малой энергии. С ее помощью удалось не только объяснить появление узких резонансов, тесно примыкающих друг к другу, но удалось также довольно легко истолковать преобладание захвата над рассеянием в области резонанса при малых энергиях. Весьма продолжительное время жизни промежуточного состояния допускает возможность конкуренции электромагнитного излучения с другими возможными способами распада. Большая часть резонансного сечения от рассеяния, как это было в модели потенциальной ямы, перешла в модели Бора к захвату.

При более высоких энергиях резонансы расширяются и начинают перекрываться. Наблюдаемые явления легко объясняются двумя следующими обстоятельствами: во-первых, тем, что вероятность выброса частицы увеличивается с увеличением энергии и, во-вторых, тем, что с увеличением энергии увеличивается число возможных каналов реакций, каждая из которых вносит свой вклад в полную ширину.

Современные экспериментальные данные, а также некоторая разумная экстраполяция указывают, что острые, резко ограниченные резонансы имеются лишь для налетающих частиц с энергией порядка $1-2 \text{ Мэв}$, исключая случай очень легких ядер. При более высоких энергиях ширина становится сравнимой или даже больше, чем расстояние между уровнями, и резонансная структура исчезает.

2. В то же самое время, когда Бор выдвинул свои общие идеи относительно ядерных реакций, Брейтом и Вигнером⁵ было начато более количественное рассмотрение резонансных явлений. Впоследствии эта работа была обобщена в различных направлениях; среди обобщений наиболее важными являются работы Бете и Плачека⁶ и позже работы Вигнера с сотрудниками⁷. Тщательные измерения, выполненные в течение двух последних десятилетий, показали, что все резонансные явления в ядерных реакциях хорошо укладываются в рамки формулы Брейта — Вигнера. Соответствие этого описания опыту может служить доказательством существования хорошо выраженных составных состояний; характеристики этих состояний — времена жизни, вероятности распада по различным каналам и др. — могут быть измерены и систематизированы.

В области, где уровни составного ядра перекрываются, формула Брейта — Вигнера должна быть обобщена на случай многих уровней, но это описание практически бесполезно, так как оно в сильнейшей степени зависит от неизвестных фазовых соотношений между резонансами. Чтобы получить некоторые выводы, имеющие практическое значение относительно ядерных реакций в этой области, нужно сильно упростить всю картину.

Такое упрощение обычно делается, следуя предложению Бора, высказанному в упомянутой речи. Мы разбиваем ядерную реакцию на две ступени: на образование составного ядра и его последующий распад. При этом предполагается, что распад не зависит от способа образования составного ядра. Согласно этой «гипотезе независимости» не имеет значения, что представляла

собой налетающая частица и каким было ядро-мишень, а важно лишь то, какое составное ядро образовалось.

В резонансной области формула Брейта — Вигнера автоматически разбивается на два множителя, соответствующие двум ступеням боровского описания — сечения образования составного ядра и вероятности его распада в определенное конечное состояние. В области, где резонансы перекрываются, разбиение на множители является уже специальным допущением. Если принять это допущение, то сечение реакции типа (a, b) может быть записано в виде

$$\sigma(a, b) = \sigma_c(a) \left(\frac{\Gamma_b}{\Gamma} \right)_c, \quad (3)$$

причем $\sigma_c(a)$ есть сечение образования составного ядра частицей a , а отношение $(\Gamma_b/\Gamma)_c$ есть вероятность того, что из составного состояния будет выброшена частица b .

Эту формулу можно применить к вычислению сечений различных реакций. Сечение $\sigma_c(a)$ может быть грубо определено, исходя из предположения, что составное ядро образуется непосредственно в тот момент, когда налетающая частица достигает поверхности ядра. Все что нужно здесь сделать — это подсчитать вероятность того, что налетающая частица достигнет поверхности ядра, задача, которая может быть решена простыми квантово-механическими расчетами⁸. Вероятность распада составного ядра может быть определена через рассмотрение обратного процесса. Поскольку распад через определенный канал является процессом, обратным образованию составного ядра через тот же канал, всякий метод, позволяющий подсчитать $\sigma_c(a)$, может быть использован также и для подсчета множителя $(\Gamma_b/\Gamma)_c$, входящего в (3).

Только что изложенный метод подсчета сечения реакций часто называют «статистическим методом». Некоторые следствия этого метода могут быть весьма удобно изложены с помощью термодинамических представлений, опирающихся на идею Бора о распределении энергии между составными частями промежуточного ядра. Возбужденные составные ядра рассматриваются как нагретые системы, а последующий распад таких ядер — как испарение частиц⁹.

Статистический метод определения выхода ядерных реакций в значительной мере охватывает наиболее характерные их особенности. Например, можно сделать вывод о том, что реакции, вызываемые протонами, будут слабее, чем реакции, вызываемые нейтронами, отличаясь на некоторый множитель, соответствующий энергии проникновения через барьер. Аналогичный множитель должен появиться и в том случае, когда рассматривается соотношение между выходом двух реакций, вызываемых одинаковыми частицами, но заканчивающимися эмиссией, в первом случае — протона, и во втором — нейтрона. Далее, средняя энергия выброшенных частиц должна быть малой по сравнению с полной энергией составного ядра; избыток энергии передается остаточному ядру в виде возбуждения.

Эти утверждения качественно совершенно справедливы. Зависимости сечений реакций от энергии падающих частиц, в частности кривые выхода энергии в реакциях, вызываемых протонами или альфа-частицами, могут быть достаточно удовлетворительно объяснены¹⁰. Относительные выходы (x, n) или $(x, 2n)$ реакций (под символом x нужно понимать нейтрон, протон или α -частицу) в существенных чертах могут быть предсказаны. Распределение продуктов реакции по энергиям также может быть указано достаточно точно. Спектр нейтронов и протонов, выбрасываемых ядром, бомбардируемым нейтронами с энергией в 14 Мэв или протонами той же энергии, примерно соответствует предсказанному максвелловскому распределению испаряющегося составного ядра, «температура» которого не слишком отличается от ожидаемой величины¹¹.

Однако достижения статистической теории ограничены качественным описанием наиболее характерных особенностей. Накопление количественных данных за последние годы обнаруживает все увеличивающееся число количественных отклонений, а некоторые явления обнаруживают особенности, явно не соответствующие статистическим представлениям. Например, были обнаружены расхождения при изучении зависимости полного нейтронного сечения от энергии и выхода тех реакций, в которых выбрасываются заряженные частицы. Если нейтронные сечения наблюдаются с помощью приборов, имеющих малое разрешение по энергиям, то их энергетическая зависимость представляется несколько похожей на энергетическую зависимость рассеяния на потенциальной яме¹²; такая зависимость является, с точки зрения статистической теории, неожиданной. Что касается заряженных частиц, то они часто выбрасываются с энергиями значительно большими, чем это можно было бы ожидать при испарении и с угловым распределением, имеющим максимум в направлении¹³ вперед.

Эти неувязки, а также и некоторые другие, о которых будет идти речь ниже, достаточно серьезны для того, чтобы возникла необходимость подвергнуть глубокому анализу два основных предположения, на которых базируется статистическое рассмотрение ядерных реакций: независимость распада составного ядра от способа, каким оно образовалось, и немедленное образование составного ядра, как только налетающая частица достигла ядерной поверхности.

3. Исследование предположений, положенных в основу рассматриваемой схемы ядерных реакций, мы начнем с анализа гипотезы независимости. Мы начинаем с обзора экспериментальных данных, которые имеют отношение к этой гипотезе, и уже потом займемся ее логическим обоснованием.

В нашем распоряжении имеется очень небольшой материал, который позволял бы проверить это предположение непосредственно. Довольно трудно получить те же значения энергии составных ядер при различных реакциях. Тем не менее некоторые соображения могут быть высказаны.

До тех пор пока энергия составных ядер находится в резонансной области, гипотеза независимости оказывается всегда справедливой¹⁴. При более высоких энергиях гипотеза становится более сомнительной. Гошел¹⁵ обнаружил, что гипотеза независимости может быть принята для составных ядер с энергией возбуждения от 15 до 40 Мэв, образованных протонами на ядрах Cu^{63} , или α -частицами на ядрах Ni^{60} . Во многих других случаях, однако, оказалось, что это предположение не вполне удовлетворительно. Коэн с сотрудниками¹⁶ указал на то, что вероятность распада составного ядра в некоторых случаях весьма резко зависит от способа образования этого составного ядра. Например, Коэн и Ньюмен¹⁶ сопоставили относительные вероятности выброса протонов и нейтронов из составного ядра, образованного либо протонами, либо нейтронами. Ядра с массовыми числами от 48 до 71 подвергались бомбардировке протонами с энергией 21 Мэв и нейтронами с энергией 14 Мэв. Если реакция вызывалась протонами, то оказалось, что выброс протона более вероятен, чем выброс нейтрона.

С другой стороны, другие данные косвенным образом указывают на несостоятельность гипотезы независимости. По представлениям Бора независимость вытекает из того, что приобретенная энергия распределяется между всеми частицами и поэтому направление, по которому влетела частица, возбуждающая реакцию, в ядро, или ее местонахождение там не имеют значения для образовавшегося составного ядра. На самом деле, как это было уже упомянуто, часто бывает, что продукты реакции выбрасываются с энергией, значительно большей, чем это следовало бы ожидать, если бы энергия налетающей частицы распределялась между всеми составляющими составного ядра; кроме того, продукты реакции часто обнаруживают неравномерное распределение

по направлениям (преимущественно вперед) относительно направления движения налетающей частицы. В этих случаях промежуточное состояние «помнит» об исходном процессе значительно больше, чем ему полагается согласно гипотезе независимости.

Каковы логические доводы в пользу гипотезы независимости и в чем следует искать причины ее недостаточности? Если энергия налетающей частицы находится в области острых и резко выраженных резонансов и если эта энергия совпадает с резонансной или близка к ней, рассматриваемое предположение, очевидно, может быть оправдано. Ядерная реакция ведет в этом случае лишь к одному квантовому состоянию составного ядра. Свойства данного квантового состояния, очевидно, не могут зависеть от того, каким способом оно получено*). Правомерность этого заключения ограничена лишь тем обстоятельством, что резонансы не являются стационарными состояниями в строгом смысле этого слова, так как обладают конечной шириной. Фактически из-за перекрытия «шлейфов» соседних резонансов мы никогда не имеем дела с реализацией одного квантового состояния. Тем не менее, отклонения от картины, соответствующей одному состоянию, невелики и имеют порядок отношения ширины уровня к расстоянию между уровнями.

В области значительного перекрытия резонансов правомерность гипотезы независимости ни в коей мере не очевидна**). В этом случае налетающая частица определенной энергии возбуждает несколько состояний составного ядра, а относительные фазы этих состояний зависят от способа возбуждения. Следовательно, если одно и то же составное ядро возбуждено до некоторой определенной энергии различными способами, следует ожидать различные фазовые соотношения между состояниями промежуточного ядра, а также различные способы распада, так как вероятности выброса частиц для линейной комбинации состояний зависят от соотношения между их фазами. Таким образом, в области перекрывающихся резонансов составных ядер гипотеза независимости является отнюдь не тривиальной; напротив, она нуждается в обосновании (причем в обосновании, отличном от того, какое требуется для отдельного состояния). Другими словами, это предположение утрачивает силу, как гипотеза.

Но когда плотность перекрывающихся состояний очень велика и многие состояния промежуточного ядра возбуждаются одновременно, тогда открывается новая возможность. Поскольку в этом случае в реакции участвует очень много состояний и, следовательно, очень много различных фаз, то несмотря на то, что относительные фазы определены в процессе возбуждения, по отношению к акту распада эти фазы могут вести себя так, как если бы они имели случайное распределение. Поэтому не исключено, что вторая ступень ядерных реакций будет вести себя в области, где имеет место сильное перекрытие состояний, независимо от первой ступени.

То, что такая возможная независимость действительно может иметь место, казалось правдоподобным уже много ранее; это было указано в рамках квазиклассического рассмотрения, на которое мы уже ссылались. Рассуждение состоит в следующем: энергии, при которых происходит перекрытие резонансов, достаточно велики, чтобы допускать возможность классического рассмотрения. Используя чисто классическое рассмотрение, мы прежде всего указываем на то, что налетающая частица и составляющие ядро-мишень частицы взаи-

*) Такие состояния могут обнаруживать «память» относительно некоторых направлений, но не асимметрию относительно направления «вперед». Эти состояния обладают плоскостью симметрии, расположенной перпендикулярно направлению движения первоначальной частицы. (Начальный пучок и ядро-мишень предполагаются не поляризованными.)

**) Нижеследующие аргументы были в основном выдвинуты в 1939 г. Бором, Пейерльсом и Плачеком¹⁷.

модействуют между собой настолько сильно, что энергия распределяется среди большого числа участвующих частиц в течение промежутка времени, малого по сравнению со временем свободного прохождения частицы через ядро. Затем, так как частицы непрерывно и быстро обмениваются энергией, то состояние статистического равновесия бывает уже достигнуто до того, как промежуточное ядро начинает распадаться. И, наконец, распад происходит из состояния статистического равновесия и поэтому вероятности распадов различного рода не зависят от способа получения энергии в начале реакции.

Квазиклассическое рассмотрение дает также объяснение тому, откуда появляются отступления от картины, предсказываемой гипотезой независимости. Эта картина справедлива лишь для таких энергий налетающих частиц, которые достаточно велики, чтобы допускать классическое рассмотрение. С другой стороны, при больших энергиях налетающих частиц возникают относительно короткоживущие промежуточные состояния и нет никакой уверенности в том, что существуют вообще такие интервалы энергии, к которым приложимы классические рассуждения и в которых время жизни достаточно велико для установления статистического равновесия до начала распада.

Но не только время, остающееся для достижения равновесия, уменьшается с увеличением энергии налетающей частицы, но и сечение взаимодействия между налетающей частицей и нуклонами становится меньше, затрудняя установление теплового равновесия. Средняя длина свободного пробега внутри ядра для нуклонов энергии 100 Мэв и выше становится сравнимой с радиусом ядра и некоторые ядерные реакции при таких энергиях могут быть успешно описаны в предположении, что энергичный нуклон, проходя через ядро, взаимодействует с отдельными нуклонами, а не с системой, состоящей из многих частиц¹⁸. В таких реакциях все особенности образования составного ядра существенны.

При промежуточных энергиях, когда взаимодействие еще сильно, предельный случай описания ядерных реакций как индивидуальных столкновений нуклона с нуклоном уже не годится. Однако нет и необходимости возвращаться к противоположному случаю состояний, в которых все нуклоны рассматриваются равноправно. Разумна некоторая средняя точка зрения; можно легко представить себе механизм, ведущий к ядерным реакциям, в которых распад промежуточного ядра зависит от способа его образования.

Для этой промежуточной области энергии Бете¹⁹ была указана возможность «местного нагрева». Когда налетающая частица ударяется об ядерную поверхность, ее энергия прежде всего передается нуклонам, находящимся вблизи точки соударения*). Таким образом, в небольшой области ядра возникает сравнительно высокая температура, и из нее может быть мгновенно выброшен нуклон с энергией, значительно большей, чем это следовало бы ожидать, если бы полная энергия распределилась по всему ядру. Нечто иное, но близкое к местному нагреву, происходит при передаче энергии непосредственно отдельному нуклону, когда налетающая частица чуть задевает поверхность. В обоих случаях энергия выброшенной частицы будет значительной, но местный нагрев соответствует в угловом распределении, грубо говоря, выбросу частицы в направлении, противоположном направлению налетающей частицы, а соударение-касание — в направлении «вперед». Другой возможный механизм такого типа состоит в том, что начальный толчок, приводящий к деформации поверхности ядра, распространяется по ядру, фокусируется на противоположной стороне ядра и может вызвать выброс частицы. Реакции, происходящие такими способами, служат примерами, в которых гипотеза независимости уже несправедлива.

*) Точность определения всех положений при таких квазиклассических рассуждениях имеет порядок длины волны, которая для энергии порядка 10 Мэв мала по сравнению с размерами ядра.

В исходной работе Бор подчеркнул, что представление о составных ядрах и двуступенчатый анализ ядерных реакций не пригоден для рассмотрения реакций, происходящих в очень легких ядрах. Дейтронные реакции срыва (stripping) и «pick-up»-реакции являются примерами таких реакций, хотя представление о составном ядре, включающем один из нейтронов, вступающих в реакцию, весьма плодотворно для детальной теории этих реакций. Поскольку в рассматриваемых реакциях зачастую не образуется настоящее составное ядро, это представление играет смежную роль между представлением о местном нагреве и касании, поскольку используемое в этих представлениях статистическое распределение получаемой энергии несостоятельно.

Представляет интерес еще раз проанализировать гипотезу независимости со следующей точки зрения. Квазиклассическое и квантовое описание промежуточных систем связаны между собой принципом соответствия. В частности, средний интервал между энергетическими состояниями D для систем, обладающих простой периодичностью, соответствует периоду движения $\tau \cong \frac{2\pi\hbar}{D}$.

В сложных системах определить период движения затруднительно; однако время $\tau = \frac{2\pi\hbar}{D}$ все же играет роль промежутка времени, за который классическая система проходит через все конфигурации, совместимые с начальными условиями: по прошествии времени порядка τ все конфигурации будут сходны с теми, какие были до этого²⁰ (разумеется, в пределах, допустимых соотношением неопределенности).

В области сильно перекрывающихся состояний промежуточного ядра ширины состояний Γ больше, чем расстояния D , что означает, что время жизни $\tau_c = \hbar/\Gamma$ значительно меньше, чем характерное время повторяемости τ . Другими словами, система не имеет достаточного времени, чтобы пройти через все конфигурации, совместимые с ее начальными энергией, моментом импульса и т. д. Система могла бы пройти через все такие конфигурации, если бы удалось сделать так, чтобы все каналы распада были закрыты. Если реакция осуществляется через эти каналы столь медленно, что все возможные конфигурации системы проходятся по нескольку раз, распад промежуточного ядра уже не будет зависеть от истинного начального положения. Тогда и время распада, и вероятность распада не будут зависеть от способа образования составного ядра. Если же все каналы реакций открыты, время жизни становится столь малым, что успевают реализоваться лишь некоторые конфигурации; а когда система проходит лишь через небольшое число конфигураций, то вопрос о том, какие именно конфигурации проходятся, зависит зачастую критически от начальных условий. Отсюда распад промежуточного ядра может зависеть от того, каким способом оно образовалось.

Мы опять приходим к заключению, что если гипотеза независимости дает верные результаты в области сильного перекрытия, то она должна быть справедливой, несмотря на то, что различные конфигурации реализуются через различные способы образования промежуточного ядра. Так как все вероятности распада имеют ряд общих черт, возможно, что они не зависят от отдельных конфигураций; они могут зависеть от некоторых усредненных конфигураций, в которых некоторые детали отдельных конфигураций выпадают. Тем не менее, выше энергетической области острых и резко разграниченных резонансов гипотеза независимости становится ненадежной.

В общем, следует заключить, что гипотеза независимости является далеко идущим предположением. Его значение различно в области острых резонансов и в области перекрывающихся ширин. В области резонансов гипотеза независимости, очевидно, справедлива; ее справедливость вытекает из того обстоятельства, что возникают хорошо выраженные квантовые состояния, как это следует из самого наличия острых резонансов. При высоких энергиях ее справедли-

вость становится сомнительной. Имеется некоторая средняя область энергий, где ширина резонансов становится по порядку величины равной расстоянию между ними, и гипотеза независимости делается вовсе неприменимой. В этом случае одновременно возбуждается несколько состояний, фазовые соотношения между которыми сильно зависят от способа возбуждения ядра. Наконец, в области сильного перекрытия гипотеза независимости становится снова применимой, по крайней мере, в отдельных случаях. В этих случаях ее применимость представляет собой предельный случай статистического беспорядка, достигаемого в промежуточном состоянии перед его распадом; но так как время распада быстро уменьшается с возрастанием энергии, то не совсем ясно, достигается ли когда-либо такое хаотическое состояние.

Поэтому не вызывает удивления, что были найдены реакции, для которых оказалось неприменимым представление о двуступенчатом ходе реакции и независимости распада от способа образования составного ядра. Мы должны были ожидать таких ядерных реакций, в которых различные свойства и вероятности, относящиеся к продуктам распада, теснейшим образом связаны с исходной конфигурацией. Хотя гипотеза независимости является весьма плодотворной идеей, она вместе с тем является слишком сильным упрощением действительности.

4. Теперь мы вернемся ко второй гипотезе, используемой в статистическом методе подсчета ядерных реакций — предположении, что составное ядро образуется в тот момент, когда налетающая частица достигает поверхности ядра. Нет никаких сомнений в том, что промежуточные состояния образуются иногда налетающей частицей; лучшим доказательством являются наблюдаемые тесные группы резонансов. Остается, однако, вопрос, каким образом эти состояния, в которые входит большое количество частиц, возникают «немедленно» после того, как частица проникла в ядро.

Предположение о мгновенном образовании промежуточного ядра основывается на классическом представлении о частице, падающей на систему, отдельные компоненты которой сильно связаны между собой. Сильное взаимодействие между нуклонами должно, казалось бы, вести к быстрому обмену энергией между частицами. Успех модели оболочек в описании свойств нижних энергетических состояний ядра, достигнутый за последнее время, вызывает сомнения в справедливости этого заключения. Некоторые данные, выясненные в связи с моделью оболочек, указывают на то, что нуклоны движутся внутри ядерного объема сравнительно свободно. Такие нуклоны, по-видимому, имеют свой собственный момент импульса и движутся по хорошо выраженной собственной орбите.

В настоящее время мы не имеем удовлетворительного объяснения этого обстоятельства. Очевидное противоречие между отчетливо выраженной орбитой отдельной частицы и сильным взаимодействием частиц, обнаруживаемым в опытах по рассеянию нуклонов на нуклонах, может быть объяснено двумя путями: либо силы, действующие между нуклонами, значительно ослабляются, когда нуклоны находятся внутри ядерной материи, либо конфигурация частиц в нижних состояниях ядра такова, что она может быть описана с помощью независимых орбит отдельных частиц, несмотря на сильное взаимодействие между частицами.

В пользу первого объяснения в настоящее время имеется не очень много данных. Быть может, наши сегодняшние затруднения в понимании насыщения ядерных сил на основе взаимодействия свободных нуклонов косвенным образом говорят за то, что происходят некоторые изменения в потенциале межунононного взаимодействия, когда нуклоны собраны в малом объеме. Представляется, однако, что уже небольшие изменения дадут возможность объяснить насыщение; например, введение сил отталкивания, действующих между тремя частицами, или введение широкой отталкивающей сердцевины в потенциале

взаимодействия двух частиц²¹. Эти изменения сами по себе еще недостаточны, чтобы обеспечить поведение нуклонов, как свободных частиц в ядерном веществе, поскольку они не исключают сильного взаимодействия между двумя соседними нуклонами. Более решительные изменения делают свободное движение частиц очевидным. Примером такой схемы является нелинейное поведение ядерного потенциала. Значение насыщения для потенциала вызывается, по предположению, высокой плотностью частиц²². Если это значение насыщения достигается внутри ядерной материи нормальной плотности, взаимодействие нуклонов прекращается, даже если они еще сближаются.

Второе объяснение в удовлетворительном виде еще не сформулировано. Движение нуклонов как свободных частиц в нижних возбужденных состояниях, возможно, может быть понято даже при наличии сильного взаимодействия между частицами, используя принцип исключения, согласно которому переход импульса или энергии от одной частицы к другой запрещен, потому что все состояния, в которые частица могла бы рассеяться, уже заняты²³. Как бы то ни было, до тех пор, пока не доказано, что состояния свободных частиц — это действительно нижние энергетические состояния, эти соображения остаются не более, как правдоподобными догадками.

Несмотря на отсутствие удовлетворительного объяснения, нет сомнения в том, что нижние энергетические состояния ядра могут быть удивительно хорошо описаны, если рассмотреть систему, в которой нуклоны движутся в общей потенциальной яме, слабо взаимодействуя между собой; таким образом, подбирается некоторая группа фактов, требующая переоценки идеи об образовании промежуточного ядра налетающей частицей, падающей на ядра-мишени.

Приступая к пересмотру процесса формирования составного ядра, мы можем руководствоваться некоторыми расхождениями между предсказаниями статистической модели и экспериментальными данными. Мы уже упоминали, например, о том, что зависимость полного нейтронного сечения от энергии в широком интервале энергий не соответствует статистической теории. Статистическая модель при рассмотрении нейтронного сечения исходит из того, что составное ядро образуется немедленно, как только налетающий нейтрон достигнет поверхности ядра; однако сечение, описывающее достижение поверхности ядра, оказывается монотонно убывающей функцией энергии, имеющей вид $E^{-1/2}$ при малых энергиях и достигающей асимптотического значения $2\pi R^2$ для больших энергий⁸. Это не соответствует данным эксперимента; наблюдаемые сечения обнаруживают более сложное поведение, которое, по-видимому, указывает на существование некоторой комбинации состояний отдельной частицы и составного ядра. Взглянув микроскопическим взором экспериментов с высокой разрешающей способностью по энергиям, мы обнаруживаем узкие пики, согласующиеся с теорией Бора. Взглянув более грубо, Баршалл и его сотрудники¹² изобразили наблюдаемые сечения на трехмерном чертеже в зависимости от энергии E и атомного номера A . Эта поверхность обнаруживает систематическую правильность с максимумами и минимумами при тех значениях E и A , при которых старые теории, предлагавшиеся еще до Бора, основывавшиеся на представлении о потенциальной яме, указывали на наличие максимумов и минимумов.

Хотя эти широко разбросанные максимумы не столь ясно выражены, как это следовало бы согласно модели потенциальной ямы, они совершенно неожиданны для статистической модели. Они дают веский аргумент в пользу частичного возвращения к старой модели потенциальной ямы. Очевидно, в той степени, в какой опыты с медленными нейтронами указывают на наличие промежуточных ядер, в которых энергия распределяется между всеми составляющими его частицами, старое описание с представлением об отдельной частице не может быть правильным буквально; но следует ввести некую среднюю

картину между чистым описанием отдельной частицы и мгновенным образованием составного ядра. В этой промежуточной картине при некоторых обстоятельствах, по крайней мере, движение налетающей частицы внутри ядра должно быть примерно таким же, как движение отдельной частицы в потенциальной яме.

5. Одна такая попытка сочетать представление об отдельной частице и составном ядре воплощена в оптической модели ядра²⁴. Эта модель описывает влияние ядра на налетающую частицу с помощью потенциальной ямы — $V_0(r)$, но допускает возможность образования составного ядра, введением в потенциал мнимой части с отрицательным коэффициентом — $iV_1(r)$. Эта часть потенциала ведет к поглощению падающей волны внутри ядра; предполагается, что это поглощение представляет формирование составного ядра. Так как V_1 скорее определяет, что изымается из описания, соответствующего отдельной частице, чем то, что вводится в каком-либо другом частном способе описания, в данном случае «формирование составного ядра» должно пониматься шире. Он включает в себя не только процессы, в которых энергия падающей частицы распределяется по всем нуклонам, а все частицы образуют промежуточное состояние в ортодоксальном смысле; сюда включены также процессы типа, описанного в пункте 3, в которых частица взаимодействует лишь с некоторой частью частиц, составляющих ядро-мишень. Существенно здесь то, что к этим процессам относится любой процесс, выводящий налетающую частицу из входного канала.

Согласно оптической модели образование составного ядра происходит ни немедленно, ни с полной определенностью. Даже если налетающая частица проникла в ядро, она выходит из состояния, соответствующего состоянию свободной частицы с некоторым промедлением и определенной вероятностью. Если $V_0(r)$ и $V_1(r)$ внутри ядра принять равными некоторым разумным постоянным, можно определить коэффициент слипания; это есть вероятность образования промежуточной системы, отнесенная к единице длины пути налетающей частицы в ядерном веществе. Для налетающей частицы с энергией E коэффициент слипания K определяется в виде

$$K = \left[\frac{m}{2(E + V_0)} \right]^{1/2} 2 \left(\frac{V_1}{\hbar} \right). \quad (4)$$

Величина $(K)^{-1}$ определяет расстояние, которое частица должна пройти внутри ядра, чтобы могло произойти образование составного ядра с заметной вероятностью, а отношение (\hbar/V_1) есть среднее время до того момента, когда произойдет соединение. Согласно этому представлению, когда налетающая частица входит в ядро, она отражается вперед и назад точно так же, как в старой модели потенциальной ямы до соединения или выброса. Там, где в старой модели были виртуальные состояния, они появляются и здесь, однако в качестве предшественников окончательного составного ядра. Ядерная реакция может быть мыслима в виде двух стадий — быстрого образования состояний, соответствующих состояниям отдельной частицы, с последующим выбросом этой частицы или соединением.

В дискуссии, развернувшейся несколько лет тому назад, когда накопились некоторые данные, касающиеся оболочечной структуры, и отчетливо выяснились некоторые несоответствия представления о промежуточных ядрах, Бор отметил, что новые сведения открывают нам новые детали ядерных реакций и, в частности, позволяют исследовать возможность введения более ранних стадий реакции перед образованием конечного составного состояния. Промежуточная стадия, введенная оптической моделью в картину ядерной реакции, стадия, в которой внутри ядра находится отдельная частица, является, быть может, простейшим осуществлением предложения Бора. Во время этой промежуточной стадии оптическая модель автоматически сочетает отражения

волн от краев потенциальной ямы с соединением, происходящим внутри ядра, и указывает на то, как часто образуется составное ядро.

Если выбрать подходящее выражение для функций V_0 и V_1 , действие потенциала вида

$$V = -[V_0(r) + iV_1(r)] \quad (4')$$

на падающий пучок частиц может быть рассчитано. Можно получить сечения рассеяния и абсорбции σ_{el}^{op} и σ_a^{op} в зависимости от энергии. Сечение абсорбции σ_a^{op} в этой модели соответствует сечению образования составного ядра в фактической ядерной реакции. Сечение рассеяния σ_{el}^{op} , получаемое на основе этой модели, связано с упругим рассеянием. Сравнивая расчетные сечения по этой модели с экспериментальными данными, можно надеяться определить функцию $V(r)$.

Когда наблюдаемое на опыте полное нейтронное сечение усредняется по достаточно большому (для того чтобы сгладить узкие резонансы) интервалу энергии, то достигается неожиданно хорошее совпадение с предсказаниями оптической модели. Уже самое простое предположение о наличии прямоугольной ямы для V_0 и для V_1 позволяет воспроизвести характерные максимумы и минимумы зависимости усредненного сечения от энергии и массового числа, охватывающего все значения массового числа и интервал энергии от нуля до нескольких *Мэв*. Наиболее подходящими значениями потенциала оказываются значения ²⁵:

$$\left. \begin{array}{l} V_0 = 40 \text{ Мэв} \\ 1 \text{ Мэв} < V_1 < 2 \text{ Мэв} \\ V_0 = V_1 = 0 \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{при } r < R, \\ \\ \text{при } r > R, \end{array} \quad (5)$$

причем $R = 1,45 \cdot 10^{-13} \cdot A^{1/3}$.

Мы делаем отсюда вывод, что средняя длина свободного пробега медленных нейтронов, проникающих в ядро, для образования составного ядра составляет примерно $1-2 \cdot 10^{-12}$ см. Нейтрон образует составное ядро вовсе не сразу после того, как он проникает в ядро-мишень; в самом деле, вероятность образования составного ядра составляет около 0,3 для пути, равного размерам среднего ядра.

6. То, что такая простая модель, как модель с комплексным потенциалом, дает столь хорошее соответствие с экспериментальными данными, является довольно удивительным. Для того чтобы выяснить, можно ли понять причину такого соответствия, необходимо глубже, чем до сих пор, вникнуть в соотношение между положением дел в реальном ядре и оптической моделью. В частности, особо тщательного рассмотрения требует вопрос о том, что представляет собой образование составного ядра.

В оптической модели образование составного ядра и абсорбция являются синонимами и соответствуют выводу частицы из входного канала реакции. Действительность, несомненно, более сложна. Среди прочих осложнений, с которыми мы встречаемся, есть и то, что промежуточное ядро может выбросить налетающую частицу обратно через тот же входной канал.

Такая реэмиссия не вызывает беспокойства в области больших энергий. Если падающая частица попадает в область континуума, а не в область резонансов, то перед ней открывается столь большое число возможных каналов распада промежуточного ядра, что вероятность реэмиссии становится пренебрежимо малой. Образование составного ядра и абсорбция могут быть отождествлены. В этом смысле «действительность» и оптическая модель совпадают.

С другой стороны, если энергия падающих частиц мала, тесно прилегающие друг к другу резонансы в действительности никоим образом не соответствуют плавной энергетической зависимости, принятой в оптической модели; наличие резонансов может быть выражено с помощью граничных условий, наложенных на падающую волну, существенно отличающихся от граничных условий, принятых в оптической модели. (Так, например, ²⁶ условия для образования резонансов требуют обращения в нуль производной внешней волновой функции на поверхности ядра.) Вместе с тем открыто уже меньшее число возможных каналов; у нас уже нет уверенности в том, что резмиссия во входной канал можно пренебречь. Следовательно, образование составного ядра уже не может быть отождествлено с абсорбцией.

В области резонансов имеются определенные трудности в установлении соотношения между оптической моделью и действительностью. Чтобы преодолеть эти трудности, необходимо провести своего рода усреднение по всем резонансам. Такое усреднение необходимо для того, чтобы сгладить отдельные выступы. Оно может быть использовано также и для того, чтобы преодолеть трудности установления связи между абсорбцией и образованием составного ядра в случае резмиссии частицы во входной канал. Наконец, оно может дать нам решение парадокса, заключающегося в том, что граничные условия для резонансов быстро изменяются с энергией, в то время как в оптической модели зависимость от энергии очень мала.

Каким образом усреднение по резонансам может привести к соответствию между «действительностью» и оптической моделью, можно пояснить двумя способами, один из которых несколько математизированный, другой — относительно наглядный. Поскольку более математизированный метод позволяет дать значительно более сжатое изложение интересующих нас взаимоотношений, мы начнем с изложения этого метода, а полученные результаты рассмотрим затем с более интуитивной точки зрения.

Для простоты мы ограничимся рассмотрением нейтронных реакций с частичными волнами $l=0$. Волновая функция

$$\Psi = \frac{A}{r} (e^{-ikr} - \eta e^{ikr}) \quad (6)$$

вне области взаимодействия с ядром R имеет достаточно общую форму, если η является функцией энергии налетающей частицы E , функции резко меняющейся при прохождении E через резонанс. Величина η связана с сечениями следующим образом ²⁶:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{el} &= \frac{\pi}{k^2} |1 - \eta|^2, \\ \sigma_r &= \frac{\pi}{k^2} (1 - |\eta|^2), \\ \sigma_{tot} &= \frac{\pi}{k^2} \cdot 2(1 - \operatorname{Re} \eta), \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

где $\operatorname{Re} \eta$ обозначает действительную часть η . Приведенные сечения есть истинные сечения упругого рассеяния, абсорбции и, наконец, полное сечение для данной энергии E налетающих нейтронов, которой соответствует волновое число k , то-есть

$$E = \frac{(\hbar k)^2}{2m}.$$

Теперь мы усредним эти сечения по некоторому интервалу энергии I , содержащему много резонансов. Среднее определяется условием, что в основном усредняется величина $k^2 \sigma$, а не само σ ; однако, когда средняя энергия делается значительной по сравнению с интервалом I , множитель k^2

будет отброшен; лишь при очень малых энергиях потребуется некоторая специализация. С этими оговорками можно определить

$$\langle f(e) \rangle = \frac{1}{I} \int_I f(\varepsilon) d\varepsilon,$$

и также

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{k^2(E)} \langle k^2 \sigma \rangle.$$

Из этого определения вытекает

$$\bar{\sigma}_r = \frac{\pi}{k^2} (1 - \langle |\eta|^2 \rangle) = \frac{\pi}{k^2} (1 - \langle |\eta| \rangle^2) - \sigma_{fl}, \quad (8)$$

причем

$$\sigma_{fl} = \frac{\pi}{k^2} \langle |\Delta\eta|^2 \rangle,$$

а

$$\langle |\Delta\eta|^2 \rangle = \langle |\eta|^2 \rangle - \langle \eta \rangle^2$$

есть средняя квадратичная флуктуация коэффициента выходящей волны в интервале I . Аналогично

$$\bar{\sigma}_{tot} = \frac{\pi}{k^2} \cdot 2(1 - \text{Re} \langle \langle \eta \rangle \rangle),$$

причем оно зависит только от $\langle \eta \rangle$, как это и должно быть в силу того, что σ_{tot} линейно относительно η . ($\bar{\sigma}_r$, разумеется, зависит от $\langle |\eta|^2 \rangle$.) σ_{fl} называют флуктуационным сечением.

Устанавливая соответствие между действительностью и оптической моделью, мы должны отождествить полное сечение, подсчитанное на основании модели σ_{tot}^{op} , с усредненным «реальным» полным сечением, взятым при определенной энергии. Поэтому одним из соотношений, устанавливающих такое соответствие, будет

$$\sigma_{tot}^{op} = \bar{\sigma}_{tot} = \frac{\pi}{k^2} \cdot 2(1 - \text{Re} \langle \langle \eta \rangle \rangle). \quad (9)$$

Чтобы полностью установить соответствие, мы хотим отождествить сечение абсорбции, подсчитанное на модели, с сечением образования составного ядра. Абсорбция в модели соответствует сумме всех реакций и той части упругого рассеяния, которая осуществляется распадом составного ядра через входной канал. Аналогичное сечение в резонансной теории имеет вид

$$\sigma_c = \sigma_r + \sigma_{ce},$$

где σ_r есть сечение образования составного ядра, которое складывается из сечения реакции σ_r и сечения упругого рассеяния промежуточного ядра σ_{ce} . Усредняя, мы получим:

$$\sigma_c^{op} = \bar{\sigma}_c = \bar{\sigma}_r + \bar{\sigma}_{ce}. \quad (10)$$

Перейдем к определению $\bar{\sigma}_c$. С помощью (8) и (10) находим

$$\bar{\sigma}_c = \frac{\pi}{k^2} (1 - \langle |\eta| \rangle^2) - \sigma_{fl} + \bar{\sigma}_{ce}. \quad (11)$$

На этой стадии мы не располагаем специальным выражением для величины $\bar{\sigma}_{ce}$, но мы знаем о ней следующее. При больших энергиях $\bar{\sigma}_{ce}$ обращается

в нуль из-за конкуренции большого числа других возможных способов распада промежуточного ядра. При этих энергиях можно ожидать, что функция η будет плавной, откуда ее флуктуации σ_{fl} можно считать пренебрежимо малыми. Поэтому в этой области энергий можно принять

$$\bar{\sigma}_c \approx \frac{\pi}{k^2} (1 - |\langle \eta \rangle|^2). \quad (12)$$

При малых значениях энергии сечения σ_{fl} и $\bar{\sigma}_{ce}$ возрастают. Мы убедимся в том, что выражение (12) остается справедливым и что сечения σ_{fl} и $\bar{\sigma}_{ce}$ равны. Чтобы установить справедливость формулы (12) в области малых энергий, мы обратимся к предельному случаю хорошо выраженных резонансов ($\Gamma \ll D$). Мы воспользуемся необходимыми данными, заимствованными из резонансной теории, в форме некоторой аппроксимации для η , хорошо описывающей изолированный резонанс, возникающий в составной системе, если энергия налетающего нейтрона равна E_s :

$$\eta_{BW} = e^{i2\delta} \left(1 - \frac{i\Gamma_n}{E - E_s + i\frac{\Gamma}{2}} \right), \quad (13)$$

где δ — медленно меняющаяся фаза, зависящая только от энергетических состояний частицы и поэтому не имеющая значения, если мы все время ограничиваемся определенными интервалами энергии. Для этого специального случая, как мы убеждаемся, подставляя η_{BW} в (7), сечение реакции принимает вид

$$\sigma_r = \frac{\pi}{k^2} \frac{\Gamma_n(\Gamma - \Gamma_n)}{(E - E_s)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2},$$

в соответствии с формулой Брейта — Вигнера и

$$\sigma_c = \frac{\pi}{k^2} \frac{\Gamma_n \Gamma}{(E - E_s)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}, \quad \sigma_r = \sigma_c \frac{\Gamma - \Gamma_n}{\Gamma} \quad \text{и} \quad \sigma_{ce} = \sigma_c \frac{\Gamma_n}{\Gamma}.$$

Усредняя, получим:

$$\bar{\sigma}_c = \frac{\pi}{k^2} \frac{2\pi\bar{\Gamma}_n}{D},$$

где

$$\frac{\bar{\Gamma}_n}{D} = \frac{1}{I} \sum_s \Gamma_n^{(s)}$$

есть средняя нейтронная ширина, деленная на среднее расстояние между уровнями;

$$\bar{\sigma}_{ce} = \frac{\pi}{k^2} \frac{2\pi}{I} \sum_s \frac{(\Gamma_n^{(s)})^2}{\Gamma^{(s)}}. \quad (14)$$

Сравним полученный результат для $\bar{\sigma}_c$ со значением $\frac{\pi}{k^2} (1 - |\langle \eta \rangle|^2)$, заменяя η через η_{BW} . Имеем:

$$\langle \eta_{BW} \rangle = e^{i2\delta} \left(1 - \pi \frac{\bar{\Gamma}_n}{D} \right),$$

и поэтому

$$\frac{\pi}{k^2} (1 - |\langle \eta_{BW} \rangle|^2) = \frac{\pi}{k^2} \frac{2\pi\bar{\Gamma}_n}{D} \left(1 - \frac{\pi}{2} \frac{\bar{\Gamma}_n}{D} \right).$$

В силу того, что $\Gamma_n \leq \Gamma \ll D$, последним членом в скобках можно пренебречь. Следовательно, формула (12) справедлива даже в этом предельном случае. (То пренебрежение, которое сделано нами при доказательстве эквивалентности последней формулы с (12) по порядку величины равно точности приближенной резонансной теории, использованной нами.) Полученный результат эквивалентен, согласно (11), утверждению

$$\sigma_{fl} = \bar{\sigma}_{ce},$$

справедливость которого может быть подтверждена и прямой оценкой величины $\langle |\Delta\eta|^2 \rangle$ для определения σ_{fl} и последующим сравнением с величиной σ_{ce} , определяемой по (14).

Таким образом, мы получили полную систему соотношений, определяющих соответствие:

$$\sigma_{to}^{op} \doteq \frac{\pi}{k^2} 2(1 - \text{Re} \langle \langle \eta \rangle \rangle), \quad \sigma_a^{op} \doteq \frac{\pi}{k^2} (1 - |\langle \eta \rangle|^2)$$

и как следствие:

$$\sigma_{el}^{op} = \frac{\pi}{k^2} |1 - \langle \eta \rangle|^2.$$

Все эти соотношения могут быть заменены одним:

$$\eta^{op} \doteq \langle \eta \rangle.$$

Некоторый дополнительный свет на последнее соотношение может пролить усреднение упругого рассеяния:

$$\bar{\sigma}_{el} = \frac{\pi}{k^2} \langle |1 - \eta|^2 \rangle = \frac{\pi}{k^2} |1 - \langle \eta \rangle|^2 + \frac{\pi}{k^2} \langle |\Delta\eta|^2 \rangle,$$

откуда

$$\sigma_{se} = \bar{\sigma}_{el} - \sigma_{fl} = \frac{\pi}{k^2} |1 - \langle \eta \rangle|^2.$$

Это плавная, не флуктуирующая часть рассеяния, называемая иногда рассеянием упругого типа (shape elastic). Поскольку $\sigma_{ce} = \sigma_{fl}$ и $\sigma_{el}^{op} \doteq \bar{\sigma}_{el} - \sigma_{ce}$, то мы еще раз обнаруживаем, что такое рассеяние упругого типа соответствует рассеянию модели (то-есть $\sigma_{el}^{op} \doteq \frac{\pi}{k^2} (1 - \langle \eta \rangle|^2)$). Следовательно, оптическая модель тесно связана с усреднением, при котором совершенно исключаются все флуктуации; эти флуктуации переносятся от рассеяния к абсорбции:

$$\sigma_{el}^{op} = \bar{\sigma}_{el} - \bar{\sigma}_{ce}, \quad \sigma_a^{op} = \bar{\sigma}_r + \bar{\sigma}_{ce}.$$

Справедливость этого соответствия зависит от того, эквивалентны ли флуктуации с упругим рассеянием промежуточного ядра.

Решающим пунктом в нашей аргументации было установление соотношения $\bar{\sigma}_{fl} = \bar{\sigma}_{ce}$. Можно более глубоко проникнуть в суть этой связи, если проследить за изменением волнового пакета нейтрона во времени. Флуктуационное рассеяние волнового пакета появляется позже по сравнению с остальной частью пакета; это позволяет отождествить это рассеяние с той частью волновой функции, которая запаздывает, образуя промежуточное состояние. В основном, различное поведение во времени для рассеяния, связанного с σ_{se} и σ_{fl} , может быть усмотрено непосредственно из определения. σ_{se} медленно изменяется, следуя медленным изменениям $\langle \eta \rangle$; σ_{fl} воспринимает быстрые изменения η , опущенные в σ_{se} . Рассеяние упругого типа должно себя вести по отношению ко времени более или менее сходно с волновым пакетом в

старой модели, где рассматривалась отдельная частица. Флуктуационное упругое рассеяние, с другой стороны, зависит от величины $\Delta\eta = \eta - \langle\eta\rangle$, а поведение $\Delta\eta$ вблизи резонанса промежуточного состояния вводит ширину $\Gamma^{(s)}$ в характеристики временного поведения отраженного пакета.

Подробнее, мы пишем (6) в виде:

$$\Psi = \frac{A}{r} (e^{-ikr} - \langle\eta\rangle e^{ikr}) - \frac{A}{r} (\eta - \langle\eta\rangle) e^{ikr} \quad \text{при } r > R. \quad (15)$$

Этим способом мы вводим взаимодействие, описываемое усредненной фазой, в первый член, а флуктуации величины η выделены во второй. Если опустить второй член, то мы получим модель, в которой рассеяние есть σ_{se} и абсорбция σ_c . Она будет представлять ту часть, которую мы отождествили с оптической моделью.

В соответствии с принятым нами усреднением по интервалу энергии I , большому по сравнению с расстояниями между уровнями D , мы образуем теперь волновой пакет из волн вида (15), входящая часть которых проходит данную точку в момент времени $T \sim \hbar/I$. Тогда мы можем исследовать поведение во времени выходящих частей волнового пакета, в тот момент, когда они находятся на определенном расстоянии от центра; мы можем рассмотреть раздельно член, соответствующий рассеянию упругого типа $\frac{A}{r} \langle\eta\rangle e^{ikr}$ и член $\frac{A}{r} (\eta - \langle\eta\rangle) e^{ikr}$. Так как среднее значение $\langle\eta\rangle$ постоянно на всем интервале энергии в импульсе, рассеянный импульс, соответствующий первому из этих двух членов, имеет ту же самую форму, что и первичный импульс, и появляется немедленно, как только первичный импульс пройдет через ядро.

Второй член, соответствующий флуктуациям, представляет больший интерес. Основные черты его зависимости от времени*) могут быть выяснены из выражения

$$f(t) = \int_I (\eta - \langle\eta\rangle) e^{-i \frac{Et}{\hbar}} dE.$$

Подставив вместо η приближение Брейта — Вигнёра η_{BW} , определяемое формулой (13), мы можем определить зависимость $f(t)$ от времени. Для $t > T$ получаем

$$|f(t)|^2 \sim \sum_{s, s'} \Gamma_n^{(s)} \Gamma_n^{(s')} e^{\frac{i(E_s - E_{s'})t}{\hbar}} e^{-\frac{(\Gamma^{(s)} + \Gamma^{(s')})t}{2\hbar}}. \quad (16)$$

В соотношении (16) все периоды $\frac{2\hbar}{\Gamma^{(s)} + \Gamma^{(s')}}$ порядка $\hbar/\Gamma^{(s)} = \tau_c^s$. Следовательно, $|f(t)|^2$ располагается за промежуток времени порядка τ_c^s .

Мы можем напомнить неравенство $\hbar/\Gamma^{(s)} \gg \hbar/D \gg \hbar/I$. (Это означает, что время жизни τ_c^s промежуточной системы значительно больше по сравнению со временем повторения движения внутри системы τ , которое, в свою очередь, много больше, чем протяженность T волнового пакета во времени.) Следовательно, $\tau_c^s \gg T$. Отсюда мы делаем вывод, что эмиссия флуктуации волнового пакета происходит почти полностью спустя время T , т. е. почти без всякой интерференции с рассеянием упругого типа. Как это и ожидалось, флуктуации вызывают упругое рассеяние, которое несколько запаздывает и которое происходит согласно (16) с периодом распада промежуточной систе-

*) Движение волнового пакета туда и обратно наблюдается в непосредственной близости от ядра, так что за это время волновой пакет не успевает разойтись.

мы. Наша интерпретация σ_{II} как $\bar{\sigma}_{ce}$ подкрепляется, следовательно, временным поведением*).

Теперь можно следующим образом нарисовать развитие ядерной реакции. Когда падающий волновой пакет достигает ядра, большая часть импульса рассеивается на ядерной потенциальной яме; этот рассеянный импульс в грубом приближении сохраняет форму первоначального импульса и покидает ядро незамедлительно. В то же самое время (в пределах времени соединения \hbar/V_1 согласно оптической модели) часть падающего импульса образует промежуточное ядро. Так как эта часть импульса, образующая составное ядро, возвращается к входному каналу только спустя промежуток времени τ , она не оказывает влияния на первоначально рассеянный импульс.

Здесь мы использовали обстоятельство, уже обсужденное в пункте 3, именно то, что величина $\tau = \frac{2\pi\hbar}{D}$ представляет «время революции» промежуточного состояния; это время имеет порядок, соответствующий времени, необходимому для импульса, чтобы вновь появиться у входного канала, после образования промежуточного состояния. Так как $\tau \gg T$, то обратное появление импульса у входного канала происходит значительно позже, чем произошло первоначальное рассеяние. Следовательно, первоначальное рассеяние импульса не может изменяться установлением каких-либо специальных граничных условий, или, другими словами, внутренний импульс, образующий промежуточную систему, не может интерферировать с первоначальным импульсом и изменить непосредственное мгновенное отражение. Следовательно, реэмиссия частицы промежуточным ядром через первоначальный канал также происходит значительно позже, через время \hbar/T , и может быть поэтому отделена от рассеяния, которое происходит без задержки. Отсюда, для начального пульсирующего нейтронного пучка образование составного ядра может быть отчетливо отделено и проявляется как поглощение части первоначального импульса, несмотря на то, что позже может осуществиться реэмиссия. Наконец, обращая наши рассуждения, можно сказать, что так как

*) В (16) сумма может быть разбита на $\sum_s (\Gamma_n^{(s)})^2 e^{-\Gamma^{(s)}t/\hbar} + \sum_{s' < s}'$, причем Σ'

содержит все смешанные между различными резонансами члены. Кроме экспоненциального распада каждый смешанный член содержит осцилляторный временной множитель $\cos(E_s - E_{s'})t/\hbar$. В некоторых специальных условиях эти члены могут интерферировать в определенный момент времени и давать значительный вклад в $|f(t)|^2$. Однако, эти члены малы по сравнению с диагональной ($s = s'$) суммой, если усреднить по времени поскольку $\Gamma \ll D$. Грубо говоря, в силу этого

$$|f(t)|^2 \sim \sum_s (\Gamma_n^{(s)})^2 e^{-\Gamma^{(s)}t/\hbar},$$

то-есть $|f(t)|^2$ обнаруживает распад отдельных промежуточных состояний.

Интересно отметить, что промежуточный упругий волновой пакет в функции от энергии простирается по всему энергетическому интервалу I , но он концентрируется, как это и следовало ожидать, в узкие энергетические полосы около резонансных энергий составной системы. Эта концентрация связана со значительным промежутком времени τ_c^s , в течение которого появляется промежуточное упругое рассеяние.

Мы заметим также (при условии $\Gamma/D \ll 1$), что в

$$\frac{1}{T} \int |f(t)|^2 dt = C \left(\sum_s \frac{(\Gamma_n^{(s)})^2}{\Gamma^{(s)}} + \int \Sigma' dt \right)$$

можно пренебречь вторым членом, так что

$$\frac{1}{T} \int |f(t)|^2 dt \sim \frac{1}{T} \sum_s \frac{(\Gamma_n^{(s)})^2}{\Gamma^{(s)}}$$

в полном соответствии с выражением (14) для $\bar{\sigma}_{ce}$.

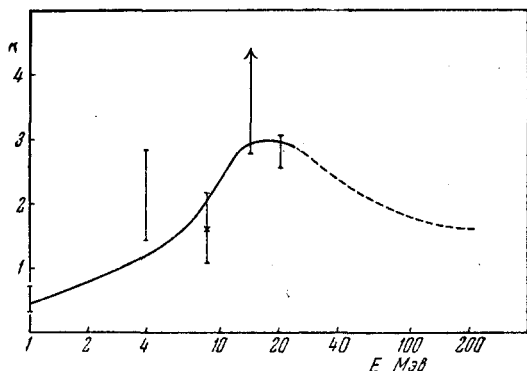
время импульса T должно быть мало по сравнению со временем повторности $\tau = 2\pi\hbar/D$, разброс энергий в падающем пучке необходимо должен быть значительно большим, чем величина D . Сечение, которое определяется таким образом, должно быть усреднено по резонансам составного ядра.

7. Предсказания, полученные на основе модели с комплексным потенциалом, довольно хорошо соответствуют опытным данным. Мы разобьем опытные данные на три группы: полные сечения, данные по упругому рассеянию, и сечения образования составного ядра.

Полные сечения. Как это уже отмечалось, величина рассчитанного полного нейтронного сечения обнаруживает удивительное согласие с экспериментом, даже если в качестве потенциала принимается простая прямоугольная яма. Это согласие особенно примечательно в области малых энергий, между 0 и 2 Мэв, в которой полное сечение, усредненное по резонансам, обнаруживает отчетливые максимумы и минимумы. Эти характерные особенности прекрасно передаются и в расчетных данных, если для вычислений используются константы, приведенные в (5). Вычисления оказываются очень чувствительными к изменениям V_0 , V_1 и R , так что соответствие с экспериментальными данными определяет последние величины довольно точно²⁵.

При несколько больших энергиях полные сечения становятся менее чувствительными к значениям этих констант. Они грубо аппроксимируются⁸ формулой $\sigma_{tot} = 2\pi(R + \frac{1}{2}\lambda)^2$ и очень слабо зависят от мнимой части потенциала. Тем не менее, наблюдаемые отклонения от этой формулы могут дать некоторые сведения относительно констант потенциальной ямы. В настоящее время главным препятствием для определения величины V_1 свыше энергии 4 Мэв является чисто математическое обстоятельство: очень трудно провести расчет рассеяния на потенциальной яме, размеры которой велики по сравнению с длиной волны, но глубина которой слишком велика, чтобы можно было пользоваться борновским приближением.

Для рассеяния при значительно больших энергиях первое приложение оптической модели было сделано Фернбахом, Сербером и Тейлором²⁴. Эта важная работа явилась по существу первой попыткой воспроизвести явления в ядре с помощью комплексного потенциала. Недавно Тейлор²⁷ обобщил и уточнил метод, приложив его к рассеянию выше 40 Мэв. Он обнаружил, что экспериментальные результаты свыше 40 Мэв могут быть воспроизведены потенциальной ямой, несколько менее глубокой чем (5); следовательно, глубина



Коэффициент слипания K в ядерном веществе в зависимости от энергии налетающей частицы. Данные почерпнуты из следующих источников:

При 1 Мэв: Feshbach, Porter and Weiskopf, Phys. Rev. 96, 448 (1954).

При 4 Мэв: Уолт и Бейстер, в печати.

При 10 Мэв: Прсуз и Хоссейн, частное сообщение.

(Данные в³¹ соответствуют значению K , отмеченному крестиком. К сожалению, мы не знаем точности измерений. Мы указываем погрешность, несомненно имеющую место, опираясь на сходные случаи.)

При 14 Мэв: Gittings, Barshall and Everhart, Phys. Rev. 75, 610 (1949); Phillips, Davis and Graves, Phys. Rev. 88, 600 (1952).

(Установлен лишь нижний предел для K .)

При 20 Мэв: Saxon and Wood, Phys. Rev. 95, 577 (1954).

Свыше 40 Мэв, кривая заимствована у Т. В. Тейлора, Phys. Rev. 92, 831 (1953).

потенциальной ямы должна уменьшаться с увеличением энергии. Мнимая часть потенциала оказывается значительно большей, чем она была при малых энергиях, но она также убывает при дальнейшем увеличении энергии (см. рисунок).

Упругое рассеяние. Сечение рассеяния σ_e^{op} и сечение абсорбции σ_a^{op} , подсчитанные на основе модели с комплексным потенциалом, сравнивать с экспериментальными данными более трудно. Дело в том, что рассеяние согласно оптической модели не включает в себя упругого рассеяния на промежуточном ядре, играющего существенную роль при энергиях ниже 1 или 2 Мэв. Аналогично, расчетное сечение абсорбции, охватывающее образование составного ядра, также не может быть измерено непосредственно, поскольку оно содержит все возможные реакции, в том числе и упругое рассеяние на промежуточном ядре.

Если оценить упругое рассеяние на промежуточном ядре, то можно уже сделать некоторые выводы на основе имеющихся в настоящее время экспериментов.

Если принять разумные значения отношения Γ_n/Γ (то есть σ_{se}/σ_c), то тот же самый комплексный потенциал, который воспроизводит полное сечение между 0 и 3 Мэв, дает и наблюдаемое угловое распределение рассеяния при 1 Мэв^{28, 25}.

При более высоких энергиях, когда упругое рассеяние на промежуточном ядре подавлено конкурирующими процессами, наблюдаемое рассеяние может сравниваться непосредственно с моделью. Недавно произведенные измерения углового распределения упругого рассеяния нейтронов с энергией 4,1 Мэв (Уолт³ и Бейстер²⁹) довольно хорошо соответствуют расчетному распределению, полученному с помощью комплексной потенциальной ямы, причем используются ранее принятые значения для V_0 и R . Что касается мнимой части V_1 , то ее приходится увеличивать по меньшей мере в три раза, что свидетельствует об увеличении вероятности образования составного ядра с ростом энергии.

Если энергия нейтронов повышается еще больше, общая схема углового рассеяния мало чувствительна ко всем деталям потенциальной ямы, за исключением ее радиуса. Зависимость от радиуса соответствует хорошо известной дифракционной схеме для круглого диска. Лишь очень тонкие опыты могут дать нам в этом случае новые сведения о потенциальной яме.

До сих пор подобные эксперименты были проделаны только с протонами; для нескольких элементов было измерено рассеяние протонов энергии 10 Мэв³⁰, а результат для кислорода был проанализирован с помощью оптической модели. Эти результаты хорошо воспроизводились оптической моделью, если принять $V_0 = 30$ Мэв и $V_1 = 5$ Мэв³¹. Были также сделаны измерения рассеяния протонов энергии около 20 Мэв³²; Саксон и Вуд³³ сделали попытку объяснить эти результаты на основе оптической модели. Они успешно воспроизвели основные черты эксперимента, увеличив мнимую часть до 10 Мэв и сгладив углы прямоугольной потенциальной ямы. Область сглаживания, в которой потенциал повышается от значения $-V_0$ до нуля, должна иметь ширину около 1×10^{-13} см. Такое сглаживание вполне естественно и следует ожидать, что оно будет иметь значение при больших энергиях и рассеянии под большими углами.

Образование составного ядра. Трудности сравнения теоретических результатов сечения σ_c для образования составного ядра с экспериментальными данными могут быть преодолены следующим путем. Расчетное значение σ_c при малых энергиях предполагается усредненным по резонансам; следовательно, можно воспользоваться тем, что резонансы достаточно хорошо определяются формулой Брейта—Вигнера. Таким образом, мы получаем следующее соотно-

шение для σ_c в случае очень малых энергий (только для нейтронов с $l=0$):

$$\sigma_c = 2\pi^2 \bar{\lambda}^2 \left(\frac{\bar{\Gamma}_n}{D} \right) = \frac{C(A)}{v},$$

где $\left(\frac{\bar{\Gamma}_n}{D} \right)$ есть среднее от нейтронной ширины на расстоянии между уровнями, взятом для соседних уровней, а $C(A)$ есть функция атомного номера. Это выражение позволяет провести непосредственную проверку расчетного σ_c при малых энергиях.

Легко видеть, что модель указывает на появление максимумов для выражения $v\sigma_c = C(A)$ при тех значениях, при которых возможно образование стоячей волны внутри ядра. Это будут те случаи, в которых $\sqrt{2mV_0} \cdot R = \pi \hbar (n + \frac{1}{2})$, где n — целое число. Следовательно, в пределах допустимых радиусов ядер мы можем ожидать максимум выражения $v\sigma_c$, а также для $\left(\frac{\bar{\Gamma}_n}{D} \right)$ вблизи массового числа $A \approx 11,55$ и 155. Максимум при значении $A \sim 155$ был установлен Картером, Гарвеем, Хьюджесом и Пильчером³⁴. Этот максимум не столь резок, как это предсказывала оптическая модель с константами, заимствованными из опытов по рассеянию. Однако флуктуации зависимости экстремального значения A от радиуса и сильные отклонения ядер от сферической формы могут приводить к уплощению ожидаемого максимума. При $A \sim 55$ и 11 расстояния между уровнями велики и гораздо труднее измерить константы нескольких уровней с тем, чтобы получить достоверное среднее значение. Тем не менее, в самое последнее время максимум при $A \sim 55$ был обнаружен Котэ и Боллингером³⁵.

Предсказание оптической модели относительно σ_c может быть проверено еще сравнением с наблюдаемыми сечениями нейтронных реакций σ_n . Сечение σ_c должно быть больше σ_n , а разница должна быть отнесена на счет упругого рассеяния на промежуточном ядре. Количественное согласие эксперимента с результатами, следующими из модели прямоугольной потенциальной ямы, значительно менее удовлетворительное, чем соответствие полных нейтронных сечений.

При энергии 1 Мэв эксперимент дает четкие минимумы и максимумы в зависимости от A ²⁸. Теория также указывает на наличие максимумов и минимумов, но если принять значение R , использованное выше, то для тяжелых элементов²⁵ эти экстремумы имеют место не при нужных значениях A . Если принять меньший радиус ядра для этих элементов, это расхождение может быть устранено, по крайней мере в пределах современной экспериментальной точности*). (Необходимое изменение R смещает максимум $v\sigma_c$ незначительно и даже улучшает его соответствие с $\sigma_{tot.}$) При высоких энергиях максимумы и минимумы выражены менее резко; это одинаково имеет место и в теории, и в эксперименте. Однако экспериментальные сечения в общем несколько меньше, чем это должно быть согласно модели прямоугольной потенциальной ямы²⁹. Сглаживание краев потенциальной ямы ведет к увеличению теоретических значений.

Это приложение комплексного потенциала к упругому рассеянию и образованию промежуточного ядра является в некоторых отношениях более сильной проверкой, чем согласие измеренных полных сечений

*) Следует отметить, что сравнение теории с экспериментом по сечениям реакций в этом интервале энергий, строго говоря, является испытанием для них обоих. Сечение реакции измеряется как разность между полным сечением и проинтегрированным дифференциальным упругим сечением. Эта разность составляет только около $\frac{1}{6}$ от полного сечения.

с вычисленными. В этом случае согласие зависит от деталей перемещения флуктуаций от одного сечения к другому, тогда как полное сечение зависит непосредственно от $\langle \eta \rangle$ и поэтому совершенно независимо от этого разделения абсорбции и рассеяния. Так как здесь исследование более чувствительно, чем при определении полного сечения, вовсе не удивительно, что согласие с экспериментом несколько хуже.

Несмотря на эти недостатки, значения сечений реакций указывают также на значительное изменение абсорбции с ростом энергии. При 1 Мэв сечения реакции уменьшаются в пределах, предсказываемых теоретически, если абсорбция выводится из полного сечения. При 14 Мэв все сечения близки³⁷ к максимальному геометрическому значению $\pi(R + \lambda)^2$. Эти данные указывают на слабую абсорбцию при 1 Мэв и сильную абсорбцию при 14 Мэв.

На рисунке (стр. 443) собраны значения коэффициента слипания, определяемого формулой (4), который несходимо принять в различных интервалах энергии для того, чтобы воспроизвести образование составного ядра. Кривая соединяет немногие известные значения K и имеет в виду лишь качественную ориентацию. В настоящее время более точная кривая не имеет смысла, потому что данные, известные из опыта, определены в лучшем случае с точностью до множителя, равного двум, и, кроме того, они зависят от предположений относительно формы потенциальной ямы. Наиболее характерной чертой величины K является быстрый подъем в пределах первых десяти Мэв. Этот подъем, весьма вероятно, отражает быстрый рост числа возможных способов, которыми налетающая частица может возбудить ядро. Падение при более высоких энергиях может быть приписано уменьшению сечения элементарного нуклон-нуклонного взаимодействия с ростом относительной энергии.

8. В настоящем обзоре мы попытались показать, что более осмотрительное использование первоначальной мысли Бора и анализ бурно нарастающего экспериментального материала приводят к изменению примитивной картины ядерных реакций, которой пользовались ранее. Согласно прежнему представлению налетающая частица, ударяясь об ядро-мишень, образует составное ядро, в котором ее энергия распределяется между всеми составляющими промежуточного ядра. Промежуточная система распадается на некоторые продукты реакции независимым от процесса образования составного ядра путем.

Теперь эта точка зрения должна быть изменена по нескольким направлениям: если налетающая частица проникает в ядро, образование промежуточной системы вовсе не обязательно. Действие ядра-мишени на частицу может быть достаточно удовлетворительно описано (если произвести усреднение по резонансам) с помощью комплексного потенциала. Часть этого действия есть просто рассеяние, при котором ядро-мишень действует исключительно как потенциальная яма. Другая часть есть образование составного ядра, которое происходит со значительно меньшей вероятностью, чем это раньше предполагалось. Здесь мы понимаем под образованием составного ядра любой процесс, при котором налетающая частица выводится из начального канала. Сюда включены не только процессы, в которых налетающий нуклон распределяет свою энергию по всему ядру, но также и те случаи, когда эта энергия передается одной или нескольким составляющим ядро-мишень частицам.

Распад промежуточной системы на продукты реакции зависит от деталей механизма передачи энергии. Распад лишь в некоторых предельных случаях независим от механизма образования промежуточного ядра. В общем, сами продукты реакции и их распределение по энергиям и углам зависят от характерных условий, существовавших в момент образования

составного ядра. Для того чтобы понять, классифицировать и рассчитать различные механизмы, которые вступают в игру в ядерных реакциях, требуется подробное исследование взаимодействия между налетающей частицей и индивидуальным и коллективным движением составляющих ядра частиц.

Данное Бором представление о составном ядре позволило глубже взглянуть во многие явления; оно и в самом деле дало «исключительные возможности широкой интерпретации специфических свойств ядер, допустив разбиение ядерных реакций на две отчетливо разделенные ступени до такой степени, которая не имеет параллели при механическом движении атомов»¹. Теперь, двадцать лет спустя, наши знания уже превысили пределы этого определения.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. N. Bohr, *Nature* **137**, 344 (1936).
2. Fermi et al., *Ric. Sci.* **5**, 282 (1934).
3. Bethe, *Phys. Rev.* **47**, 747 (1935).
Perrin and Elsassner, *J. de Phys.* **6**, 195 (1935).
Fermi et al., *Proc. Roy. Soc. A* **149**, 522 (1935).
Beck and Horsley, *Phys. Rev.* **47**, 510 (1935).
4. Bjerger and Westcott, *Proc. Roy. Soc. A* **150**, 709 (1935).
Moon and Tilman, *Nature* **135**, 904 (1935).
Szilard, *Nature* **136**, 849 and 950 (1935).
Fermi and Amaldi, *Ric. Sci. A* **6**, 544 (1935).
Frisch et al., *Nature* **137**, 149 (1936).
Frisch and Placzek, *Nature* **137**, 357 (1936).
Preiswerk and Halban, *Nature* **138**, 163 (1936).
5. Breit and Wigner, *Phys. Rev.* **49**, 519 (1936).
6. Bethe and Placzek, *Phys. Rev.* **51**, 450 (1937).
7. Eisenbud and Wigner, *Proc. Nat. Ac. (USA)* **27**, 281 (1941).
Wigner and Eisenbud, *Phys. Rev.* **72**, 29 (1947).
Teichman, *Phys. Rev.* **77**, 506 (1951).
8. Feshbach and Weisskopf, *Phys. Rev.* **76**, 1550 (1949).
9. Frenkel, *Sov. Phys.* **9**, 533 (1936).
Weisskopf, *Phys. Rev.* **52**, 295 (1937).
Landau, *Phys. Zeits. Sow.* **11**, 556 (1937).
10. Blaser et al., *Helv. Phys. Acta* **24**, 3 (1951).
11. Gugelot, *Phys. Rev.* **81**, 51 (1951).
Graves and Rosen, *Phys. Rev.* **89**, 343 (1953).
12. Barschall, *Phys. Rev.* **86**, 431 (1952).
Miller et al., *Phys. Rev.* **88**, 83 (1952).
Walt et al., *Phys. Rev.* **89**, 1271 (1953).
Okazaki, Darden and Walton, *Phys. Rev.* **93**, 461 (1954).
Nereson and Darden, *Phys. Rev.* **89**, 775 (1953) and *Phys. Rev.* **94**, 1678 (1954).
Cook and Bonner, *Phys. Rev.* **94**, 651 (1954).
13. Gugelot, *Phys. Rev.* **93**, 425 (1954).
Paul and Clark, *Can. J. Phys.* **31**, 267 (1953).
Eisberg and Igo, *Phys. Rev.* **93**, 1039 (1954).
McManus and Sharp, *Phys. Rev.* **87**, 188 (1952).
14. Blatt and Weisskopf, *Theoretical Nuclear Physics*, гл. IX, § 5. Русский перевод, ИЛ (1954).
15. Ghoshal, *Phys. Rev.* **80**, 939 (1950).
16. B. Cohen, *Phys. Rev.* **92**, 1245 (1953); Cohen and Newman (в печати).
17. Bohr, Peierls and Placzek, *Nature* **144**, 200 (1939).
18. Bernardini, Booth and Lindenbaum, *Phys. Rev.* **88**, 1017 (1952).
Goldberger, *Phys. Rev.* **74**, 1269 (1948).
19. Bethe, *Phys. Rev.* **53**, 675 (1938).
20. Weisskopf, *Helv. Phys. Acta* **23**, 187 (1950).
21. Drell and Huang, *Phys. Rev.* **91**, 1527 (1953).
Bruekner, Levinson and Mamhoud, *Phys. Rev.* **95**, 217 (1954).
22. Johnson and Teller, *Phys. Rev.* **93**, 357 (1954).
23. Weisskopf, *Science* **113**, 101 (1951).
24. Bethe, *Phys. Rev.* **57**, 1125 (1940).
Ferbach, Serber and Taylor, *Phys. Rev.* **75**, 1352 (1949).

25. Feshbach, Porter and Weisskopf, Phys. Rev. **96**, 448 (1954).
 26. Blatt and Weisskopf, Theoretical Nuclear Physics. Русский перевод, ИЛ (1954).
 27. T. B. Taylor, Phys. Rev. **92**, 831 (1953).
 28. Walt and Barschall, Phys. Rev. **93**, 1062 (1954).
 29. Walt and Beyster, будет опубликовано в Phys. Rev.
 30. Burcham, Gibson, Hossain, Rotblat, Phys. Rev. **92**, 1266 (1953).
 31. Prowse and Hossain (Bristol), частное сообщение.
 32. Burkig and Wright, Phys. Rev. **82**, 451 (1951).
 33. Cohen and Neidigh, Phys. Rev. **93**, 282 (1954).
 34. Gugelot, Phys. Rev. **93**, 425 (1954).
 35. Saxon and Wood, Phys. Rev. **95**, 577 (1954).
 36. Carter et al., Phys. Rev. **96**, 113 (1954).
 37. Cote and Bollinger, Bull. Am. Phys. Soc. **30**, № 1, 23 (1955).
 38. W. S. Emmerich, частное сообщение.
 39. Gittings, Barschall and Everhart, Phys. Rev. **75**, 610 (1949).
 40. Phillips, Davis and Graves, Phys. Rev. **88**, 600 (1952).
-