

4.15. Цепная ядерная реакция

Реакция деления тяжелых ядер нашла широкое практическое применение. Важнейшее значение имеет высвобождение большого количества энергии, которое имеет место при каждом акте деления, и появление при этом двух или трех мгновенных нейтронов. Если бы каждый из этих нейтронов, взаимодействуя с ближайшими ядрами делющегося вещества, в свою очередь, вызывал в них реакцию деления, то в природе происходило бы лавинообразное нарастание числа актов деления. Возникла бы цепная ядерная реакция. Но предположение, что каждый из нейтронов захватывается делющимися ядрами, в действительности не реализуется. Большинство мгновенных нейтронов попадает в ядра атомов, которые под действием нейтронов вообще не делятся. Некоторое их число может просто выйти за пределы активной зоны, т. е. той части пространства, в которой происходит цепная реакция. Эти потери могут быть столь значительными, что в объеме рабочего вещества цепная реакция либо вовсе не возникает, либо, возникнув, быстро затухает.

Рассмотрим сначала размножение нейтронов в бесконечной среде делющегося вещества. Размножение нейтронов удобно представить в виде ряда циклов размножения. Для примера пусть это будет вещество, состоящее из смеси изотопов ${}^{235}_{92}\text{U}$ и ${}^{238}_{92}\text{U}$. Отдельный цикл размножения состоит из последовательных этапов: поглощение ядрами ${}^{235}_{92}\text{U}$ тепловых нейтронов, деление ${}^{235}_{92}\text{U}$, деление ${}^{238}_{92}\text{U}$ быстрыми нейтронами. Если бы не было поглощения и утечки нейтронов за пределы объема, то размножение нейтронов происходило бы по схеме, показанной на рис. 4.15.1.

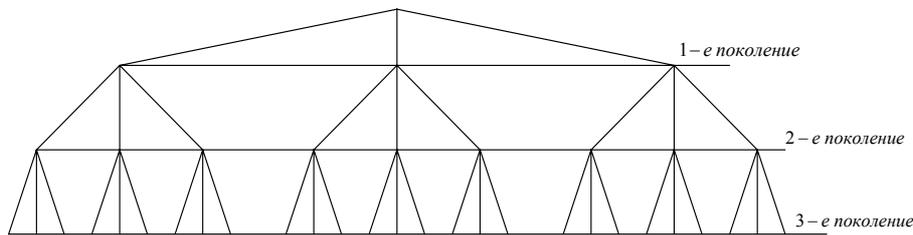


Рис. 4.15.1. Схема размножения нейтронов в цепной реакции деления

Для характеристики цепной реакции вводится коэффициент использования тепловых нейтронов θ . θ показывает, какое относительное число тепловых нейтронов поглощается ядрами ${}^{235}_{92}\text{U}$. Так как некоторое число нейтронов теряется в замедлителе, то $\theta < 1$. Размножение на тепловых нейтронах характеризуется коэффициентом размножения k . k есть отношение числа нейтронов во втором поколении к числу нейтронов в первом поколении с учетом всех возможных потерь нейтронов.

С уменьшением размеров активной зоны увеличивается число нейтронов, выходящих за ее пределы, при этом уменьшается возможность дальнейшего развития цепной реакции. Так как число нейтронов, выходящих за пределы активной зоны, пропорционально площади поверхности, а число вновь возникших нейтронов пропорционально объему делящегося вещества, то оценить относительное число выходящих из цепной реакции нейтронов вследствие утечки можно из соотношения

$$\frac{S}{V} = \frac{4\pi R^2}{\frac{4}{3}\pi R^3} = \frac{3}{R},$$

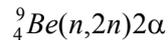
где S – площадь поверхности активной зоны, V – объем активной зоны.

Следовательно, с уменьшением радиуса активной зоны R увеличивается число нейтронов, вылетающих из активной зоны. Минимальный размер активной зоны, при которой возможно осуществление цепной ядерной реакции, называется *критическим размером*. Масса делящегося вещества, находящегося в критическом объеме, называется *критической массой*. Величина критической массы зависит от способа ее размещения в системе. Для увеличения вероятности протекания цепной реакции возможны несколько способов размещения массы делящегося вещества, при помощи которых удается уменьшить критическую массу. Остановимся на некоторых из них.

1. Использование отражателей. *Отражатель* – это вещество, которое отражает выходящий за пределы критической массы нейтроны. Термин "отражатель" не вполне точен, поскольку в природе не существует материала, способного полностью отражать нейтроны в обратном направлении. Механизм работы отражателя состоит в том, чтобы нейтроны, двигающиеся беспорядочно по случайным траекториям, от объема отражателя испытывали обратное рассеяние. А поскольку коэффициент обратного рассеяния $r < 1$, то в результате многократных

столкновений с ядрами вещества отражателя некоторое число нейтронов рассеивается в обратном направлении. Поэтому ядра отражателей не должны захватывать и поглощать нейтроны, они должны лишь рассеивать их. Отражателями являются графит, бериллий, вода, углеводороды.

2. Использование *замедлителей*. Замедлитель представляет собой материал, замедляющий быстрые нейтроны (мгновенные нейтроны), возникающие при делении ${}_{92}^{235}\text{U}$. В результате столкновений быстрых нейтронов с ядрами замедлителя быстрые нейтроны в каждом акте столкновения теряют энергию, и после многократных столкновений их энергия снижается до тепловой. К замедлителям относятся графит, бериллий, вода, углеводороды, причем бериллий является одним из лучших замедлителей. При облучении бериллия нейтронами происходит следующая ядерная реакция:



Замедлителем может быть также и ${}_{92}^{238}\text{U}$ для тех быстрых нейтронов, энергия которых меньше 1, 4 МэВ. Тогда при столкновении быстрого нейтрона с ядром ${}_{92}^{238}\text{U}$ деления ядра не происходит, возникает возбужденное составное ядро.

3. Тщательная сепарация – отделение делящихся ядер от других с целью снижения захвата нейтронов ядрами неделящегося вещества.

Для управления цепной реакцией используются поглотители. Их изготавливают в виде стержней, которые в процессе выгорания ядерного вещества постепенно извлекают из активной зоны. Из природных элементов с большим сечением поглощения тепловых нейтронов широко применяются бор ${}_{5}^{11}\text{B}$ и кадмий ${}_{48}^{112}\text{Cd}$ как в чистом виде, так и в различных соединениях и сплавах, а также гафний ${}_{72}^{178}\text{Hf}$.

В литературе приводятся значения критических размеров и критических масс чистых нуклидов. Они представлены в табл. 4.15.1.

Нуклид	${}_{92}^{233}\text{U}$	${}_{92}^{235}\text{U}$	${}_{94}^{239}\text{Pu}$
$R_{кр}$, см	6	8,5	6
$m_{кр}$, кг	16	48	17

Таблица 4.15.1. Критические размеры и массы нуклидов

Найдем теперь закон размножения нейтронов в активной зоне.

Пусть $N_1 = N$ – число нейтронов в первом поколении. Тогда во втором поколении число нейтронов будет $N_2 = k \cdot N$, k – коэффициент размножения нейтронов.

Прирост числа нейтронов за одно поколение за время $t = \tau$ будет

$$\Delta N = N_2 - N_1 = k \cdot N - N = N \cdot (k - 1),$$

где τ – среднее время между двумя последовательными актами деления ядер.

Изменение числа нейтронов в активной зоне за 1 с

$$\frac{\Delta N}{\tau} = \frac{N(k - 1)}{\tau}. \quad (4.15.1)$$

Обычно нейтрон в замедлителе испытывает от 20 до 180 столкновений, в процессе столкновений с ядрами замедлителя нейтрон расстрачивает свою избыточную энергию. Средний промежуток между столкновениями составляет $0,5 \text{ см} < \lambda < 3 \text{ см}$, а весь процесс замедления до момента захвата ядром ${}_{92}^{235}\text{U}$ длится $10^{-5} \text{ с} \leq \tau \leq 10^{-3} \text{ с}$, и за это время нейтрон в среднем проходит путь по ломанной траектории порядка 30 м и может удаляться от места своего возникновения на расстояние от 2 см до 100 см. Поэтому с достаточной точностью в формуле (4.15.1) можно положить $\tau = dt$ и записать:

$$\frac{\Delta N}{\tau} = \frac{dN}{dt}.$$

После подстановки найденного значения в (4.15.1) получаем дифференциальное уравнение

$$\frac{dN}{dt} = \frac{(k - 1)}{\tau} N, \quad (4.15.2)$$

решением которого является

$$N = N_0 \exp\left(\frac{k - 1}{\tau} t\right), \quad (4.15.3)$$

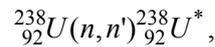
где N_0 – число актов деления в начальный момент реакции, N – число активных нейтронов в момент времени t , τ – средний промежуток времени между двумя последовательными актами деления ядра ${}_{92}^{235}\text{U}$.

Из уравнения (4.15.3) видно, что закон изменения числа активных нейтронов от времени существенно зависит от величины коэффициента размножения нейтронов k , а стало быть, и от знака скобки $(k - 1)$. Здесь могут встретиться три частных случая:

- $k - 1 > 0$, $k > 1$, $N > N_0$, число нейтронов со временем растёт; это развивающаяся цепная реакция.
- $k - 1 = 0$, $N = N_0$, число нейтронов во времени не меняется; это самоподдерживающаяся цепная реакция.
- $k - 1 < 0$, $k < 1$, $N < N_0$, число нейтронов со временем убывает; это затухающая цепная реакция.

Для получения управляемой цепной реакции необходимо иметь коэффициент размножения $k \approx 1$. В этом случае число активных нейтронов будет меняться столь незначительно, что таким потоком нейтронов легко управлять. Для этого в активную зону вводят специальные стержни – *замедлители* ядерной реакции. Вводя и выводя из активной зоны такие стержни, можно управлять ходом цепной реакции, делая ее самоподдерживающейся. В зависимости от величины коэффициента размножения k можно получить три режима работы: $k = 1$ – критический режим, $k > 1$ – надкритический режим, $k < 1$ – подкритический режим.

Система, состоящая только из ядер ${}^{238}_{92}\text{U}$, не может находиться в критическом режиме, поскольку у ${}^{238}_{92}\text{U}$ вероятность поглощения быстрого нейтрона с энергией $\epsilon_n > 1,4$ МэВ и последующего деления составного ядра меньше вероятности неупругого рассеяния быстрого нейтрона примерно в 3 раза. Таким образом, ${}^{238}_{92}\text{U}$ очень хорошо осуществляет неупругое рассеяние по схеме



при этом потеря энергии у быстрых нейтронов происходит за весьма короткое время.

Для протекания самоподдерживающейся ядерной реакции необходимо $k = 1$. Но в данном случае из трех нейтронов только один вызовет деление, а два испытают неупругое рассеяние. Значит, величина $k = 1$ может быть только в идеальном случае, а с учетом возникающих здесь дополнительных потерь реальное значение k оказывается меньше единицы. Таким образом, получается, что при $k = 1$ цепная реакция оказывается затухающей. Итак, для того чтобы цепная самоподдерживающаяся ядерная реакция шла на быстрых нейтронах, необходимо, чтобы коэффициент размножения $k > 1$, а само делящееся вещество было бы обогащено ядрами ${}^{235}_{92}\text{U}$ или ядрами другого делящегося под действием тепловых нейтронов вещества.

4.16. Реакции синтеза легких ядер

4.16.1. Термоядерные реакции

Ранее мы подробно рассмотрели процесс деления тяжелых ядер, возникающий в результате поглощения тяжелым ядром одного нейтрона. Такое ядро делится на два осколка, обладающих огромной кинетической энергией, и, кроме того, в пространство вылетают два или три мгновенных нейтрона. Общая энергия, которая выделяется в результате реакции деления тяжелых ядер, составляет примерно 200 МэВ.

Но, наряду с делением тяжелых ядер, в природе существуют реакции синтеза, т.е. реакции образования более тяжелых ядер из легких, сопровождающихся выделением энергии большей, чем при реакции деления.

Для того чтобы понять физическую причину выделения большой энергии в процессе синтеза легких ядер, обратимся еще раз к анализу графика $\frac{\epsilon_{св}}{A}$, приведенного на рис. 4.3.1. Из опыта следует:

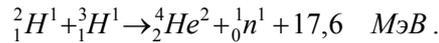
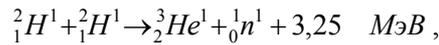
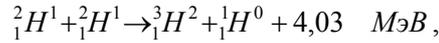
$$\frac{\epsilon_{св}}{A}({}_1^2H^1) = 1,2 \text{ МэВ}, \quad \frac{\epsilon_{св}}{A}({}_1^3H^2) = 1,8 \text{ МэВ}, \quad \frac{\epsilon_{св}}{A}({}_2^4He^2) = 7,2 \text{ МэВ}.$$

Как видно из рис. 4.3.1, экспериментальное значение $\frac{\epsilon_{св}}{A}({}_2^4He^2)$

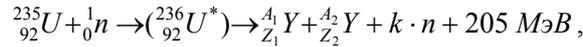
далеко выходит за пределы графика усредненных значений $\frac{\epsilon_{св}}{A}$. По-

этому, если из двух нуклонов ${}_1^2H^1$ образуется ядро ${}_2^4He^2$, то такое ядро должно находиться в возбужденном состоянии, поскольку при этом высвобождается энергия, равная энергии связи. Нечто подобное имеет место и при синтезе других легких ядер. Конечно, было бы заманчивым в какой-то точке пространства вызвать столкновение сразу четырех протонов с последующим образованием ядра атома гелия. Однако такое четверное столкновение – событие маловероятное, оно осуществляется чрезвычайно редко. Поэтому гораздо проще осуществить столкновения двух дейтронов с последующим образованием ядра ${}_2^4He^2$.

Возможные ядерные реакции синтеза будут иметь следующий вид:



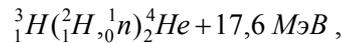
Из приведенных ядерных реакций мы видим, что при этом выделяется значительная энергия. Следует подчеркнуть, что в этих реакциях выделение энергии в расчете на единицу массового числа A в несколько раз превышает выделение энергии, которое имеет место при реакции деления тяжелых ядер, например, ${}^{235}_{92}U$, под действием нейтрона. В самом деле, применительно к этому случаю, мы можем записать:



где $k = 2$ или 3 . Но $A = A_1 + A_2 + k = 236$, поэтому

$$\varepsilon^*/A = 205/236 = 0,85 \text{ МэВ}.$$

В случае же реакции синтеза имеем



и $A = 4 + 1 = 5$. Тогда

$$\varepsilon^*/A = 17,6/5 = 3,5 \text{ МэВ}.$$

Таким образом, при реакции синтеза высвобождение энергии на один нуклон оказывается примерно в четыре раза больше, чем при реакции деления. И если сравнивать между собой ядерную реакцию деления с ядерной реакцией синтеза, то между этими реакциями с энергетической точки зрения нет принципиальной разницы: реакция синтеза в расчете на одну а.е.м. дает выигрыш в энергии примерно в четыре раза больше по сравнению с реакцией деления. Тем не менее, в настоящее время ученые многих стран стремятся овладеть управляемой реакцией синтеза. В чем же здесь причина? А дело здесь в том, что исходный продукт реакции синтеза в природе встречается в очень большом количестве. Известно, что в природной воде всегда в небольшом количестве имеются изотопы дейтерия и трития. Так, 1 л воды содержит 0,033 л дейтерия, а всего в океанах Земли содержится около $5 \cdot 10^{13}$ т дейтерия. При современном уровне энергетических потребностей запасов дейтерия на Земле могло бы хватить на 20 миллиардов лет. И если человечество сумеет овладеть этой реакцией, заставит ее служить на свою пользу, то оно на многие столетия вперед освободит себя от заботы о дешевом источнике энергии. Тогда во

многих странах проблема энергетического голода не будет стоять так остро, как сейчас.

Вот почему взоры всех ученых энергетиков привлекает заманчивая картина овладения термоядерной реакцией синтеза.

В чем же состоит особенность реакций синтеза легких ядер? Синтез должен осуществляться либо из легких ядер, либо из нуклонов.

При этом у них отношение $\frac{\varepsilon_{св}}{A}$ должно находиться на возрастающей части графика рис. 4.3.1. К нуклонам, как мы знаем, относятся лишь протоны и нейтроны. Однако нейтроны в свободном состоянии в природе не существуют. Поэтому синтез ядер из нейтронов в природных условиях осуществить в заметных количествах не удастся, это можно сделать только из протонов, а также из ядер дейтерия и трития. Но ядра этих изотопов имеют электрический заряд. Поэтому в ядерных реакциях синтеза существенную роль играют кулоновские силы отталкивания, препятствующие преодолению потенциального барьера между сталкивающимися частицами. Если полная кинетическая энергия сталкивающихся частиц невелика, то ядерная реакция на заряженных частицах не произойдет вообще. У легких ядер кулоновский потенциальный барьер сравнительно невысок, но все же для сближения двух дейтронов и последующего образования ядра атома ${}^4_2\text{He}$ необходимо, чтобы их полная кинетическая энергия была не менее 0,1 МэВ.

В самом деле, для того чтобы произошел синтез двух дейтронов, их необходимо сблизить на расстояние около 3Φ , т.е. на удвоенный радиус сталкивающихся дейтронов. На таком расстоянии между ядрами потенциальная энергия отталкивания

$$\varepsilon_{\max}^{\text{пот}} = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0(2R)}. \quad (4.16.1)$$

Так как столкновения дейтронов в большом количестве возможны только в достаточно плотной среде, то для осуществления такой реакции необходима кинетическая энергия сталкивающихся дейтронов

$$\langle \varepsilon_k \rangle = \frac{3}{2}kT. \quad (4.16.2)$$

Решая уравнения (4.16.1) и (4.16.2) совместно, получим

$$T = \frac{e^2}{12\pi\varepsilon_0kR}. \quad (4.16.3)$$

После подстановки в (4.16.3) табличных значений, а также $R=1,5 \Phi$ и выполнения вычислений получаем $T=3,7 \cdot 10^9$ К. Эта температура столь высока, что превышает температуру в центральной области Солнца, которая примерно равна $1,5 \cdot 10^7$ К.

Так как процессы слияния ядер в массовом количестве возникают лишь в результате хаотических столкновений при очень высокой температуре, то рассмотренные выше реакции синтеза называются *термоядерными реакциями*.

Таким образом, термоядерные реакции – это реакции синтеза атомных ядер, эффективно протекающие при сверхвысоких температурах и способствующие поддержанию этой температуры за счет большого энерговыделения. Для поддержания термоядерной реакции необходима температура порядка 10^9 К, а в то же время в центральной области Солнца температура достигает величины порядка 10^7 К. Тем не менее считают, что огромная энергия, излучаемая Солнцем в окружающее пространство, возникает за счет протекающих в нем термоядерных реакций.

Так в чем же здесь дело? Оказывается, реакции синтеза могут протекать и при температуре, значительно меньшей, чем 10^9 К. Правда, при этом в реакции должны участвовать только ограниченное число ядер. Рассмотрим более подробно эти процессы.

1. Если два дейтрона 2_1H движутся навстречу друг другу, то они могут преодолеть потенциальный барьер сил отталкивания туннельным эффектом и затем войти в соприкосновение и испытать слияние, образуя ядро атома гелия, α - частицу. На протекание такого процесса требуется энергия в 10–100 раз меньшая, чем при прямом слиянии ядер дейтерия.

Известно, чем больше энергия налетающей частицы, тем меньше толщина потенциального барьера, тем больше становится вероятность преодолеть такой барьер туннельным эффектом. Оценки показывают, что вероятность таких столкновений имеет заметную величину.

2. При достаточно высокой температуре оголенные ядра дейтерия имеют максвелловское распределение по скоростям. Ядра, у которых скорости хаотического движения во много раз больше их средних скоростей в распределении Максвелла, обладают настолько большой энергией, что при их столкновении может произойти синтез ядер атомов гелия (рис. 4.16.1). Из рис. 4.16.1 видно, что, хотя количество таких ядер и невелико, они в объеме все-таки существуют.

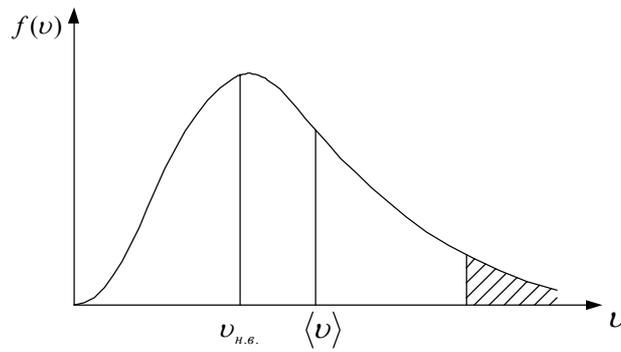


Рис. 4.16.1. Распределение Максвелла по скоростям движения

Таким образом, в плазме, состоящей из оголенных ядер и электронов при температуре 10^7 К, всегда имеются частицы с энергией, достаточной для возбуждения термоядерной реакции. Вот почему температура, при которой могут реально происходить термоядерные реакции синтеза, находится в интервале $10^7 - 10^8$ К.

Итак, для протекания термоядерной реакции синтеза легких ядер в объеме необходима температура порядка 10^7 К и наличие условий, при которых количество энергии, выделяющейся при термоядерной реакции, превышало бы возможные энергетические потери. Если же энергетические потери будут превышать выделяющуюся энергию, то температура плазмы будет постепенно понижаться, и реакция синтеза в конце концов прекратится. В настоящее время в земных условиях такая температура может быть создана либо при помощи взрыва атомной бомбы, либо с помощью магнитных ловушек, которые позволяют сконцентрировать плазму в малом объеме, отделив ее при этом от стенки экспериментальной установки и тем самым уменьшив различные виды потери энергии, возникающие при контакте горячей плазмы со стенкой. Но работа на термоядерных реакторах как в стационарном, так и в импульсном режимах при генерации избыточной энергии в настоящее время не привела пока к положительным результатам. Физической причиной возникающих трудностей является наличие в объеме горячей плазмы множества мелкомасштабных неустойчивостей, нарушающих стабильную работу реактора.

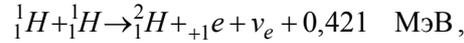
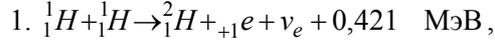
4.16.2. Термоядерные источники энергии Солнца

Спектроскопические исследования показывают, что в состав Солнца входят протоны (80%), ядра атомов гелия (19%) и ядра атомов углерода, азота, кислорода – всего 1%.

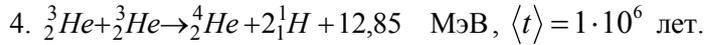
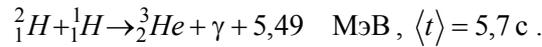
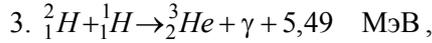
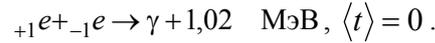
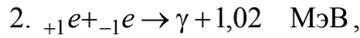
Поэтому главное значение для поддержания постоянства излучения Солнца имеют реакции синтеза ядер водорода.

В настоящее время принято, что на Солнце осуществляются два цикла синтеза легких ядер:

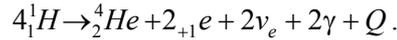
а. *протонно-протонный цикл*



$\langle t \rangle = 1,4 \cdot 10^{10}$ лет, $\langle t \rangle$ – средняя продолжительность реакции.

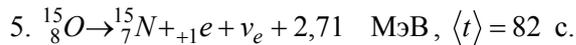
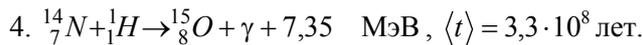
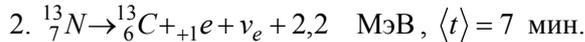


Следовательно, полная энергия, выделяющаяся за 1 цикл, $Q = 26,71$ МэВ. Тогда все реакции синтеза протонно-протонного цикла можно сокращенно записать в виде одной обобщенной:



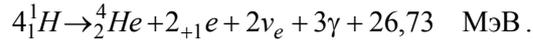
б. *углеродно-азотный цикл*

Этот цикл достаточно интенсивно протекает лишь при более высокой температуре, чем протонно-протонный. Поэтому условия для его осуществления в недрах Солнца менее благоприятные. Углеродно-азотный цикл состоит из шести последовательных циклов, причем каждый из них имеет свою продолжительность.





В итоге при сокращенной форме записи имеем:



Ядро ${}^{12}_6C$ является реагентом, оно синтезирует ядро 4_2He из четырех протонов. Так как температура в ядре Солнца порядка 10^7 К , то в нем преимущественно протекает протонно-протонный цикл. При более высокой температуре, по-видимому, будет преобладать углеродно-азотный цикл. Стало быть, для поддержания равновесного состояния возникают условия, при которых энергетические потери в окружающую среду равны энергии, выделившейся в результате реакций синтеза.

В 1967 г. немецкому ученому Хансу Бете была присуждена Нобелевская премия за его вклад в теорию ядерных реакций, особенно за открытия, относящиеся к источникам энергии звезд.

Из приведенных выше термоядерных реакций синтеза следует, что одним из побочных продуктов реакций являются нейтрино. Наибольший поток нейтрино будет вылетать из тех объемов ядра Солнца, где наиболее интенсивно протекают термоядерные реакции, т.е. из областей ядра Солнца с наиболее высокой температурой. Следовательно, изучая распределение нейтрино в пространстве по направлениям, можно определить размеры ядра Солнца, интенсивность термоядерных реакций и объем, в пределах которого они протекают.

Разогретая плазма в ядре Солнца удерживается в сжатом состоянии внешними гравитационными силами, действующими снаружи на ядро Солнца. Этим обеспечивается естественное течение самоподдерживающихся термоядерных реакций. В результате протекания термоядерных реакций синтеза содержание протонов в Солнце постепенно уменьшается, и после того, как весь водород выгорит, термоядерные реакции прекратятся, излучение Солнца постепенно будет затухать. Но процесс этот весьма и весьма длительный, он займет многие миллиарды лет.

Приложение

Рассмотрим многоэлектронный атом, в электронной оболочке которого имеется лишь один валентный электрон. Для наглядности такой атом можно представить состоящим из остова, т.е. ядра с электрическим зарядом $Ze > 0$ и электронной оболочки с зарядом $(Z-1)e < 0$, и валентного электрона с зарядом $e < 0$. Следовательно, эффективный электрический заряд остова атома $q^* = e > 0$. Так как электронная оболочка атома не обладает сферической симметрией, то электрическое поле остова атома должно отличаться от кулоновского, оно не обладает сферической симметрией. В результате вырождение состояний по орбитальному квантовому числу λ теперь снимаются, каждому значению λ соответствует свое значение полной энергии электрона.

Движущийся вокруг остова атома валентный электрон создает орбитальный ток I_e (рис. 1).

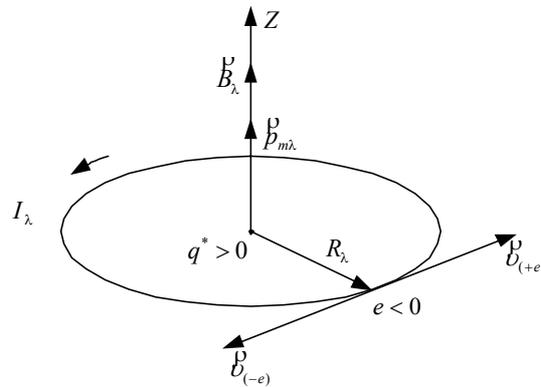


Рис. 1

По определению, вектор мгновенного орбитального магнитного момента

$$\vec{p}_{m\lambda} = I_e s k$$

где

$$I_\lambda = \frac{e}{T_\lambda} > 0$$

T_λ - период обращения валентного электрона вокруг остова, R_λ - радиус мгновенной окружности, по которой движется валентный электрон; \vec{k} - единичный вектор, направленный вдоль оси oz .

Мгновенный орбитальный ток создает магнитное поле, вектор индукции которого на оси симметрии

$$\vec{B}_\lambda = B_\lambda \vec{k}$$

На рис. 1 $\vec{v}_{(-e)}$ - вектор мгновенной скорости валентного электрона, $\vec{v}_{(+e)}$ - вектор скорости воображаемого положительного заряда, направление движения которого совпадает с направлением мгновенного тока I_λ , $v_{(-e)} = v_{(+e)}$.

Но кроме мгновенного орбитального магнитного момента $\vec{p}_{m\lambda}$ у электрона всегда имеется собственный магнитный момент \vec{p}_{ms} , возникающий в результате вращения электрона вокруг оси симметрии с угловой скоростью $\vec{\omega}_s$ (рис. 2).

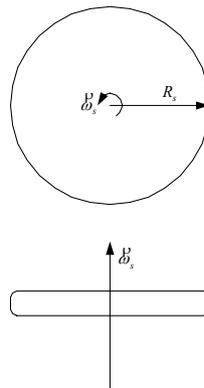


Рис. 2

По определению, собственный магнитный момент электрона

$$p_{ms} = I_s s_s$$

где

$$I_s = \frac{e}{T_s},$$

T_s - период вращения электрона вокруг оси симметрии, R_s - радиус электрона.

Тогда

$$p_{ms} = \frac{e}{T_s} \pi R_s^2$$

Собственный момент импульса электрона

$$L_s = I \omega_s$$

где

$$I = \frac{m_e R_s^2}{2},$$

I - момент инерции электрона относительно собственной оси вращения, ω_s - угловая скорость вращения электрона вокруг собственной оси вращения.

Следовательно, отношение собственного магнитного момента к собственному моменту импульса есть

$$\frac{p_{ms}}{L_s} = \frac{e}{T_s} \pi R_s^2 \left(\frac{m_e R_s^2}{2} \frac{2\pi}{T_s} \right)^{-1} = \frac{e}{m_e} = g_s$$

или

$$p_{ms} = g_s L_s$$

g_s - гиромагнитное отношение электрона.

Движение валентного электрона по воображаемой орбите можно представить в виде движения по мгновенной круговой траектории, результатом которого является возникновение мгновенного кругового тока. Вектор индукции магнитного поля такого кругового тока

$$B_{\lambda} = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I_{m\lambda}}{r^3}$$

Но так как

$$I_{m\lambda} = \frac{e}{T_{\lambda}} \pi R_{\lambda}^2 \quad L_{\lambda} = m_e R_e^2$$

то после подстановки соответствующих значений имеем

$$\frac{I_{m\lambda}}{L_{\lambda}} = \frac{e}{2m_e} = g_{\lambda}$$

$g_{\lambda} = \frac{e}{2m_e}$ - гиромагнитное отношение при орбитальном движении электрона вокруг остова атома.

Тогда

$$I_{m\lambda} = g_{\lambda} L_{\lambda}$$

Из сравнения (2) и (3) находим

$$g_s = 2g_{\lambda}$$

Наличие у электрона собственного магнитного момента приводит к изменению его полной энергии. Для оценки такого изменения введем собственную для электрона систему отсчета. В этой системе отсчета остов атома вращается вокруг электрона. В результате теперь элек-

трон находится в магнитном поле, созданном движущимся эффективным зарядом q^* остова(рис. 3).

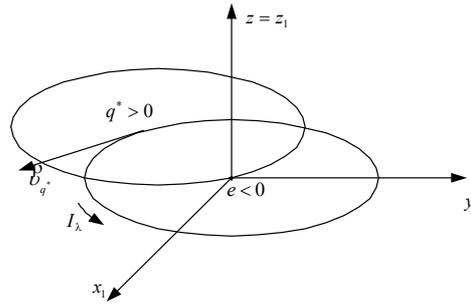


Рис. 3

В месте расположения электрона вектор индукции магнитного поля с учетом (4)

$$\vec{B}_\lambda = \frac{\mu_0}{2\pi r^3} g_\lambda \vec{L}_\lambda$$

Теперь валентный электрон находится в магнитном поле, созданном самим же электроном в результате орбитального движения вокруг остова атома, поэтому у валентного электрона возникает дополнительное изменение полной энергии

$$\Delta \varepsilon = -\vec{p}_{ms} \vec{B}_\lambda$$

или после подстановки значений \vec{p}_{ms} и \vec{B}_λ получаем

$$\Delta \varepsilon = -g_s g_\lambda \frac{\mu_0}{2\pi r^3} \vec{L}_s \vec{L}_\lambda = -g_\lambda^2 \frac{\mu_0}{\pi r^3} \vec{L}_s \vec{L}_\lambda$$

Скалярное произведение $\vec{L}_s \vec{L}_\lambda$ найдем, используя соответствующие формулы квантовой механики.

Для валентного электрона справедливо равенство

$$\vec{L}_j = \vec{L}_s + \vec{L}_\lambda$$

из которого следует

$$\mathbf{L}_j^2 = \mathbf{L}_j \cdot \mathbf{L}_j = L_\lambda^2 + 2L_\lambda L_s + L_s^2$$

Откуда

$$L_\lambda L_s = \frac{1}{2}(L_j^2 - L_\lambda^2 - L_s^2) \quad (8)$$

Так как

$$L_j^2 \psi_j = L_j^2 \psi_j \quad L_\lambda^2 \psi_\lambda =$$

$$L_\lambda^2 = \eta^2 j(j+1) \quad L_\lambda^2 = \eta^2 \lambda(\lambda+1) \quad L_s^2 = \eta^2 s(s+1)$$

j - внутреннее квантовое число, то после постановки найденных значений в (8) получаем

$$L_s L_\lambda = -L_\lambda L_s = -\frac{\eta^2}{2}(j(j+1) - \lambda(\lambda+1) - s(s+1)) \quad (9)$$

Значение $L_s L_\lambda$ из (9) подставляем в (7):

$$\Delta \varepsilon = g_\lambda^2 \frac{\mu_0 \eta^2}{\pi^3} (j(j+1) - \lambda(\lambda+1) - s(s+1))$$

Итак, изменение полной энергии (10), возникающее из-за спинорбитального взаимодействия, зависит от значений квантовых чисел j , λ , s . Кроме того, с ростом Z радиус орбиты валентного электрона r возрастает, поэтому возможное расщепление уровней полных энергий должно быть значительным только у атомов с малым Z , что и подтверждается опытом.

Автоэлектронная эмиссия, 69
Адиабатическое приближение, 169
Адроны, 273
Активная зона делящегося вещества, 353
Активность препарата, 317
Акцепторный уровень, 195
Атомная единица массы (а.е.м.), 282
Барионная асимметрия Вселенной, 278
Барионный заряд, 284
Барионы, 284
Безизлучательный переход, 249
Беккерель, 317
Бета-распад
 позитронный, 331
 электронный, 331
Бозоны, 274
Валентный электрон, 92
Вековое уравнение, 319
Вектор трансляции, 171
Вероятность события, 23
Вероятность спонтанного перехода, 237
Взаимодействие обменное между атомами, 117
Взрывная миссия, 256
Виртуальный фотон, 290
Виртуальные пи-мезоны, 303
Виртуальный процесс обмена частицами, 289
Внешняя контактная разность потенциалов, 201
Внутреннее квантовое число, 104
Внутренний фотоэффект, 227
Внутренняя контактная разность потенциалов, 206
Волновая функция, 20
Волновое спектроскопическое число, 91
Волновой вектор, 172
Вращательные энергетические уровни, 124
Время жизни атома в возбужденном состоянии, 237
Входной и выходной каналы ядерной реакции, 337
Вырождение состояний в атоме водорода, 83
Вырожденные состояния электронов в твердом теле, 138
Гармонический осциллятор квантовый, 48
 классический, 45
Гетеропереход, 252
Гиромагнитное отношение, 84
Глюоны, 275
Гравитационное взаимодействие, 274
Граничные условия, 55
Деление ядра, 342
Дефект массы, 281
Диамagnetизм сверхпроводников, 162
Диоды полупроводниковые, 223
Диффузионная длина неосновных носителей заряда, 217
Диффузионный поток квазичастиц, 202
Длина волны де Бройля, 14
Донорный уровень, 192
Дырки, 182
Закон Гейгера-Нэттола сохранения барионного заряда, 331
Замедлитель, 356
Запаздывающие нейтроны, 352
Заряд
 лептонный, 275
 мюонный, 275
 таонный, 275

- Зарядовая независимость ядерных сил, 284
- Зона
валентная, 176
запрещенная, 176
проводимости, 176
- Зоны Бриллюэна, 173
- Изобары, 279
- Изотопы, 279
- Импульс фотона, 13
- Инверсная населенность, 243
- Индукцированные переходы, 239
- Инжекция носителей заряда, 225
- Интеграл обменного взаимодействия, 118
- Интегральные микросхемы, 226
- Ионные кристаллы, 127, 129
- Квазиимпульс электрона, 228
- Квазиэлектроны, 151
- Квантовый выход фотоэффекта, 233
- Квантовый дефект главного квантового числа, 94
- Квантовый осциллятор, 48
- Кварки, 275
- К-захват, 332
- Классический осциллятор, 45
- Ковалентные кристаллы, 127, 130
- Колебания ионов
акустические, 150
оптические, 150
тепловые, 150
- Колебательное квантовое число, 121
- Контакт металл - полупроводник, 209
- Концентрация носителей заряда
в полупроводнике
примесном, 199
собственном, 196
- Коэффициент выпрямления, 222
- прозрачности
потенциального барьера, 261
- Коэффициенты Эйнштейна, 240
- Критическая
масса делящегося вещества, 354
температура
сверхпроводника, 161
- Куперовская пара (к. п.), 162
- Кюри (единица активности нуклида), 317
- Лазер
гелий-неоновый, 243
полупроводниковый, 251
с двойной гетероструктурой, 253
- Лазеры, 236
- Лептон, 271
- Магические числа нуклонов, 283
- Магнитное квантовое число, 77
- Масса эффективная электронов, 157
- Массовое число, 279
- Массой эффективная дырок, 183
- Мгновенные нейтроны, 352
- Металлические кристаллы, 132
- Метод разделения переменных Фурье, 51
- Модель
жидкой капли, 291
ядерных оболочек, 304
- Молекулярные кристаллы, 132
- Насыщение ядерных сил, 286
- Невырожденные состояния электронов в твердом теле, 138
- Нейтроны
запаздывающие, 352
мгновенные, 352
- Нестационарное уравнение Шредингера, 40
- Носители заряда

- неосновные, 195
- основными, 195
- Нуклид, 278
- Нулевая энергия, 49
- Нулевые колебания, 50
- Обменное взаимодействие между нуклонами, 288
- Оператор
 - Гамильтона, 41
 - импульса, 42
 - момента импульса, 73
- Оптрон, 236
- Оптронная пара, 235
- Орбитальное квантовое число, 76
- "Островок" стабильности изотопов, 315
- Относительный показатель преломления в электронной оптике, 12
- Отражатель, 354
- Переход электронно-дырочный (n-p), 203
- Период полураспада, 280
- Плотность вероятности, 25
- Плотность тока
 - квазиэлектронов и дырок, 220
- Плотность энергии
 - равновесного излучения абсолютно черного тела, 241
- Подвижность электронов, 135
- Полная энергия электрона
 - в атоме водорода, 82
 - в молекуле водорода, 123
- Полупроводник
 - дырочный (p-типа), 195
 - электронный (n-типа), 195
- Полупроводниковый диод, 223
- Полупроводниковый инжекционный лазер, 247
- Постоянная распада, 317
- Потенциальный барьер, 62
- Правила отбора в дипольном излучении, 96
- Приближение почти свободных электронов, 171
- Принцип дополнительности, 35
- Продукты деления
 - радиоактивного распада, 350
- Протонно-протонный цикл, 364
- Псевдопотенциал, 170
- Работа выхода, 256
- Радиоуглеродный метод, 320
- Распределение Максвелла-Больцмана, 241
- Режим
 - критический, 358
 - надкритический, 358
 - подкритический, 358
- Самоподдерживающаяся реакция, 358
- Самосогласованное поле, 170
- Сверхпроводники 1-го и 2-го рода, 166
- Светодиоды, 234
- Свободная энергия, 141
- Связь в атомах
 - нормальная, 103
 - сильная, 103
- Сериальная формула атома водорода, 92
- Сильное взаимодействие, 273
- Синтез ядра, 281
- Скорость спонтанного распада, 237
- Соединения в
 - полупроводниках, 249
- Соотношение Эйнштейна, 213
- Соотношения
 - неопределенностей, 28
- Составное ядро, 338
- Спектрального терм атома, 94
- Спин
 - нуклона, 277
 - электрона, 100
- Спин-орбитальное взаимодействие, 304
- Спонтанное излучение, 240

- Среднее время жизни атома в возбужденном состоянии при спонтанном переходе, 236
- Средние значения физических величин, 26
- Стационарное уравнение Шредингера, 40
- Структурная единица движения, 148
- материи, 148
- Твердый раствор, 251
- Температура Дебая, 149
- Тепловые нейтроны, 347
- Термодинамическая вероятность, 141
- Термоядерная реакция, 358
- Ток
 - обратный, 222
 - прямой, 222
- Транзистор, 223
- Туннельный эффект, 68
- Углеродная единица массы, 282
- Углеродно-азотный цикл, 365
- Угловая скорость прецессии, 85
- Управляемая цепная реакция, 357
- Уравнение плоской электромагнитной волны, 19
- Уравнение Шредингера в операторной форме, 41
- Уровень Ферми, 162
- Условие нормировки, 25
- Условное обозначение нуклида, 279
- Фазовое пространство координат и импульсов, 138
- Ферми-газ (ЭФГ), 257
- Фонон, 148
- Фононный газ, 148
- Формула Вейцеккера, 295
- Формула Гейгера, 330
- Фотогальванический эффект, 230
- Фотодиод, 230
- Фотон как элементарная частица, 274
- Фоторезистор, 228
- Фотоэлектронная эмиссия, 264
- Фотоэлемент, 234
- Функция Бозе-Эйнштейна, 148
- Функция Ферми-Дирака, 139
- Цепная реакция, 353
- Ширина запрещенной зоны, 189
- Электромагнитное взаимодействие, 312
- Электропроводность полупроводников, 208
- Электрохимический потенциал полупроводника, 210
- Элементарные частицы, 275
- Энергетическая зона, 175
- Энергетический поток, 22
- Энергия
 - активации, 193
 - возбуждения ядра, 339
 - квантового состояния, 142
 - колебания микрочастицы, 49
 - связи, 280
 - спин-орбитального взаимодействия, 107
 - Ферми, 153
 - фотона, 13
- Энтропия
 - носителей заряда примесного полупроводника, 143
 - собственного полупроводника, 186
 - системы частиц, 141
- Эффект Мейснера, 161
- Эффективное сечение реакции, 341
- Эффективный диполь, 87
- Ядерная реакция, 337