ՀՍՍՀ ԳԱ
Տեղեկագիր

ՖԻԶԻԿԱ
ФИЗИКА

1981

Журнал выходит на русском языке 6 раз в год.
Издается с 1966 г.

ԽՄԲԱԴՐԱԿԱՆ ԿՈԼԵԳԻԱ

Ա. Ց. Ամատունի, Վ. Մ. Հարությունյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Մ. Գարիբյան (պատասխանատու խմբագիր), Ռ. Մ. Մարտիրոսյան, Ա. Ռ. Մկրտչյան, Մ. Ե. Մովսեսյան, Ց. Գ. Շահնազարյան (պատասխանատու քարտուղար), Է. Գ. Շարոյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Ս. Սահակյան, Հ. Հ. Վարդապետյան

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

А. Ц. Амatуни, В. М. Арутюнян (заместитель ответственного редактора), *Г. А. Вартапетян, Г. М. Гарибян* (ответственный редактор), *Р. М. Мартиросян, А. Р. Мкртчян, М. Е. Мовсесян, Г. С. Саакян, Э. Г. Шароян* (заместитель ответственного редактора), *Ю. Г. Шахназарян* (ответственный секретарь)

© Издательство АН Армянской ССР,
Известия Академии наук Армянской ССР, Физика, 1981

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 16, 239–251 (1981)

О НЕКОТОРЫХ ТЕНДЕНЦИЯХ В РАЗВИТИИ АСТРОФИЗИКИ*

В. А. АМБАРЦУМЯН

Изложены главные результаты, полученные автором в следующих областях:

1. Принципы инвариантности, применяемые в теории переноса излучения.
2. Обратные задачи астрофизики.
3. Эмпирический подход к проблемам происхождения и эволюции звезд и галактик.

Введение

Шестьдесят лет тому назад, когда я учился в средней школе в столице Грузии, я прочитал случайно попавшуюся мне популярную книгу по астрономии. Ее содержание меня просто поразило. И хотя до этого меня больше всего привлекала математика, я без колебаний решил посвятить себя астрономии. Мой отец, Амазасп Амбарцумян, питомец Петербургского университета, и мой учитель Николай Судаков, окончивший в начале этого века Московский университет по специальности «астрономия», советовали мне поступить в Ленинградский университет. Зная, что это означает возможность почти сразу же познакомиться с Пулковской обсерваторией, обладавшей тогда самыми крупными телескопами в Союзе и где работало несколько выдающихся астрономов, я последовал их совету.

В годы моего обучения в Ленинградском университете (1925—1928 гг.) я уделял главное внимание астрономическим и математическим предметам. Хотя я всегда сознавал необходимость лучшего знания физики, в то время эта дисциплина не очень привлекала меня. Правда, в течение моих двух последних университетских лет логическая красота квантовой механики, так же как и некоторых аспектов статистической физики, произвели на меня глубокое впечатление. Но даже сейчас я чувствую, что мое знание физики было неполным и недостаточным для астрофизика-теоретика.

Быть может, это обстоятельство, так же как и недостаток физической интуиции были причинами того, что в течение пятидесяти лет моей научной деятельности я сосредотачивался главным образом на тех направлениях, где логическая последовательность важнее, чем физическая проницательность. В то же время я потратил много времени на изучение данных, полученных наблюдателями.

---

* Авторизованный перевод переработанного и расширенного варианта статьи, опубликованной в журнале "Ann. Rev. Astron. Astrophys"., 18, 1—13, 1980. Перевод с английского выполнен А. Ю. Ходжамиряном под редакцией Л. В. Мирзояна.

Современная астрофизика имеет дело с необычайным разнообразием и богатством наблюдательных данных, с огромным множеством космических тел и систем. Эти тела и системы иногда обладают различными масштабами и свойствами. В то же время здесь исследователь сталкивается с большим разнообразием путей научных исследований и форм мышления.

Тем не менее, случилось так, что мои личные усилия в науке были почти целиком посвящены трем главным направлениям теоретической работы: 1) принципы инвариантности и их применение к теории лучистого переноса, 2) обратные задачи астрофизики и 3) эмпирический подход к проблемам происхождения и эволюции звезд и галактик.

Ниже я приведу краткий обзор результатов, полученных в каждом из этих трех направлений.

1. Принципы инвариантности и теория лучистого переноса

Проблема рассеяния и поглощения света в среде, состоящей из плоскопараллельных слоев, была рассмотрена в классических работах Шварцшильда, Шустера, Эддингтона, Милна и Чандрасекара. По существу, их метод был связан с рассмотрением баланса лучистой энергии во всех элементарных объемах внутри среды. В простейшем случае изотропного рассеяния проблема может быть сведена к некоторому интегральному уравнению с ядром $\mathrm{Ei}\,(|\tau - t|)$, где Ei есть так называемый интегральный логарифм:

$$\mathrm{Ei}\,y = \int_1^\infty e^{-yt}\,\frac{dt}{t}.$$

Случай изотропного и монохроматического рассеяния сравнительно прост. Однако общая задача анизотропного рассеяния с некоторым законом перераспределения частот (что важно для теории линий поглощения) связана со многими сложностями и трудностями.

Еще будучи студентом университета я попытался внести вклад в эту область. Моя дипломная работа была посвящена интегральному уравнению лучистого равновесия. Однако первые существенные результаты были достигнуты мною лишь в 1932—1933 гг., когда я разработал метод последовательного анализа полей Лайман-континуума и L_α-излучения при рассмотрении лучистого равновесия планетарных туманностей. До второй мировой войны я нашел также простой способ рассмотрения проблемы монохроматического рассеяния в глубоких слоях среды (например, в глубоких слоях моря) с произвольной индикатрисой рассеяния. Но все это делалось в рамках классических методов. Лишь в 1941 г. я обнаружил, что существуют и другие возможности.

Рассмотрим среду, состоящую из плоско-параллельных слоев, заполняющих полупространство $z < 0$ с граничной плоскостью $z = 0$. Параллельный пучок света с плотностью потока πS, падающий на эту границу под углом $\arccos \eta$ к нормали, проникает в среду и испытывает там многочисленные элементарные процессы рассеяния и поглощения. В резуль-

тате некоторая часть начального пучка будет рассеяна обратно в полупространство $z > 0$ в разных направлениях. Это явление называется «диффузным отражением» света от среды. Интенсивность $I(\xi)$ света, диффузно отраженного в направлении $\arccos \xi$, зависит от обеих величин η и ξ:

$$I(\xi) = Sr(\eta, \xi).$$

Согласно классическим методам, для того, чтобы найти функцию $r(\eta, \xi)$, необходимо решить вышеупомянутое интегральное уравнение для различных значений параметра η, определяя тем самым поле излучения для каждого η как функцию глубины. Однако затем часто нам бывают нужны лишь интенсивности при $z = 0$, которые определяют $r(\eta, \xi)$.

Чтобы избежать вычисления данных, характеризующих поле излучения в слоях $z < 0$, я решил попытаться использовать следующее обстоятельство. Функция $r(\eta, \xi)$, очевидно, не изменится, если добавить к границе $z = 0$ дополнительный тонкий слой Δz, имеющий те же оптические свойства, что и первичная среда.

Это означает, что различные дополнительные процессы рассеяния и поглощения в этом случае будут в точности компенсировать друг друга. Записав это условие компенсации, мы можем получить уравнение для $r(\eta, \xi)$. Решающий момент состоял в понимании того факта, что ниодна из величин, непосредственно относящихся ко внутренним слоям, не входит в это уравнение. Уравнение содержит лишь неизвестную функцию $r(\eta, \xi)$. Полученное таким образом уравнение было затем нами выведено также из самого интегрального уравнения лучистого равновесия.

Требование неизменности $r(\eta, \xi)$ при добавлении к границе дополнительного слоя называется *«принципом инвариантности»*.

В простейшем случае монохроматических и изотропных элементарных процессов мы из этого принципа получили, что величина $r(\eta, \xi)$ как функция двух переменных должна иметь следующую структуру:

$$r(\eta, \xi) = \frac{\lambda}{4} \xi \frac{\varphi(\eta)\varphi(\xi)}{\eta + \xi}, \tag{1}$$

где λ — отношение коэффициента рассеяния к коэффициенту экстинкции (поглощение + рассеяние), а φ — вспомогательная функция только одной переменной, которая удовлетворяет весьма простому функциональному уравнению

$$\varphi(\eta) = 1 + \frac{\lambda}{2} \eta \int_0^1 \frac{\varphi(\eta)\varphi(\xi)}{\eta + \xi} d\xi. \tag{2}$$

Таким образом, вместо поиска семейства решений сложного линейного интегрального уравнения для различных значений η мы можем получить $r(\eta, \xi)$, решая всего лишь одно очень простое нелинейное функциональное уравнение.

В последующих работах нами было показано, как, применяя тот же принцип инвариантности, можно трактовать более сложные случаи анизотропного рассеяния (случай несферической индикатрисы).

Было показано также, что случай конечной оптической толщины τ_0 может быть рассмотрен путем некоторого обобщения того же принципа. Добавляя слой толщины Δz к одной из границ, мы должны в этом случае отнять слой равной толщины от другой границы и потребовать, чтобы и функция $r(\eta, \xi)$, описывающая диффузное отражение, и функция $S(\eta, \xi)$, описывающая способность диффузного пропускания, оставались при этом неизменными. Конечно, в этом случае обе эти функции будут зависеть также от значения конечной оптической толщины τ_0, которая входит как параметр.

Таким образом, было развито мощное средство решения наиболее сложных задач переноса излучения и нейтронов, которые часто имеют более общую природу, чем задачи диффузного отражения и пропускания.

До второй мировой войны, работая над проблемами галактического поглощения, я ввел формализованную схему поглощающего пылевого слоя в Галактике, вызывающего общее поглощение в этой звездной системе. Этот слой состоит из дискретных облаков, случайно распределенных между двумя параллельными плоскостями. Случайное распределение поглощающих облаков вызывает флуктуации в видимом распределении поверхностной яркости Млечного Пути. Конечно, эта модель была построена только для изучения флуктуаций яркости и неадекватна в применении к другим проблемам, например, к динамике поглощающего вещества.

Удивительным образом принцип инвариантности открыл возможность сведения теории флуктуаций яркости в такой модели к очень простому функциональному уравнению. Проблема была исследована далее в серии статей С. Чандрасекара и Г. Мюнха в гораздо более законченном виде.

В течение послевоенных лет мне удалось показать также, что принцип инвариантности можно применить к некоторым *нелинейным проблемам* переноса излучения. Однако результатов выдающегося значения здесь достигнуто не было.

Совсем недавно армянский математик Р. В. Амбарцумян показал, что принцип инвариантности широко применим в развитой им новой области математики — комбинаторной интегральной геометрии.

Не умаляя логической красоты и простоты принципа инвариантности, в то же время необходимо признать, что его астрофизические приложения до некоторой степени ограниченны из-за ряда предположений геометрического характера (в некоторых случаях — плоские слои, в других — однородность среды).

Здесь я должен сознаться в том, что всегда неодобрительно относился к методам надуманных гипотез и «моделей», используемых в астрофизике многими теоретиками без каких-либо разумных ограничений. По-видимому это недоверие основано на произвольном характере подобных подходов и частых неудачах в их применении. Конечно, в отличие от таких надуманных моделей теория лучистого переноса также, как и принципы инвариантности, является, скорее, полезным математическим и логическим методом исследования. Однако некоторые ограничивающие предположения, которые мы порой делаем, развивая эти методы, напоминают «моде-

лестроение». Именно по этой причине я не мог ограничить свои исследования исключительно этим направлением мышления. Я всегда стремился найти новые пути для прямого использования эмпирических данных с целью нахождения закономерностей, управляющих астрофизическими явлениями. В этой связи я всегда считал весьма многообещающим подход, называемый сейчас «обратными задачами».

2. Обратные задачи

Непосредственно после окончания мною Ленинградского университета мое внимание было привлечено к следующему вопросу: в какой степени совокупность эмпирических данных атомной физики (частоты спектральных линий, вероятности переходов и т. д.) определяет систему законов и правил квантовой механики или, более конкретно, форму уравнения Шредингера? Очень скоро я пришел к выводу, что строгое решение этой проблемы вне моих возможностей, и я решил сосредоточиться на некоторой ограниченной и скромной проблеме такого рода. Я нашел, что более удобно рассмотреть следующий узкий вопрос: *в какой степени собственные значения обыкновенного дифференциального оператора определяют функции и параметры, входящие в этот оператор?* Даже решение этой обратной задачи связано со многими трудностями. Поэтому я ограничился публикацией в 1929 г. в журнале „Zeitschrift für Physik" статьи, содержащей постановку общей проблемы и доказательство теоремы о том, что из всех струн однородная струна однозначно определяется набором своих собственных колебаний. По-видимому в течение последующих пятнадцати лет никто не обратил внимания на эту статью (когда *астроном публикует математическую* статью в *физическом* журнале, он не может надеяться привлечь слишком много читателей). Однако начиная с 1944 г. эта работа была продолжена в статьях целого ряда выдающихся математиков, которым удалось получить много интересных результатов, относящихся к «обратной задаче Штурма-Лиувилля».

Что касается меня, то я на протяжении многих лет настойчиво пытался найти и другие случаи, в которых можно было бы прямо из наблюдательных данных вывести закономерности природы.

Нельзя забывать, что величайшее астрономическое открытие в истории — установление законов Кеплера движений планет — было, по существу, сделано в результате решения следующей обратной задачи: две планеты движутся вокруг Солнца по замкнутым орбитам, из которых одна целиком расположена внутри другой (для простоты мы предполагаем, что обе орбиты лежат в одной и той же плоскости). Движения являются периодическими, но периоды не соизмеримы. Наблюдатель на внутренней планете непрерывно измеряет долготы внешней планеты и Солнца. Необходимо определить из этих наблюдений форму и относительные размеры двух орбит, а также скорости в различных точках орбит. В результате решения этой задачи и были открыты законы Кеплера. Правда, после того, как траектория Марса была найдена Кеплером, пришлось применить ме-

тод «проб и ошибок», чтобы представить эту траекторию в виде одной из известных геометрических фигур (эллипса), однако ясно, что основные результаты были достигнуты с помощью анализа и решения *обратной задачи*.

В классической астрономии было также много других интересных примеров решения выдающихся обратных задач. Однако в астрофизике было всего лишь несколько подобных случаев. Хорошо известный пример — это вывод пространственного распределения звезд в сферическом звездном скоплении из наблюдаемого распределения в проекции на небе. Задача была приведена к интегральному уравнению Абеля, имеющему простое решение.

В одной из своих популярных статей Эддингтон выдвинул следующий вопрос: можно ли найти функцию распределения $\varphi(\xi, \eta, \zeta)$ компонент пространственных скоростей звезд в окрестностях Солнца, исходя из одних лишь радиальных скоростей, не делая каких-либо специальных предположений о форме φ. Эта проблема была решена в статье, которую я написал в 1935 г. и которая была представлена А. С. Эддингтоном для публикации в журнале "Monthly Notices of the Royal Astronomical Society".

В этой статье было показано, что математически проблема сводится к задаче нахождения значений функций трех координат в пространстве скоростей, когда значения интегралов от этой функции по любой плоскости заданы в виде функции трех параметров, определяющих плоскость в этом пространстве. Задача разрешима в конечном виде, и самые первые попытки показали применимость этого метода к существующим данным о радиальных скоростях. Я думаю, что в настоящее время, когда мы располагаем гораздо более богатыми каталогами радиальных скоростей, стоит попытаться применить это решение снова.

Как затем стало ясно, многие задачи рентгеновской томографии (в частности такие, как послойное изучение сечений мозга) в математическом отношении эквивалентны этой задаче нахождения распределения пространственных скоростей. Путем применения современных ЭВМ эта идея в семидесятых годах нашла свое практическое решение, и сейчас целый ряд больниц обладает соответствующими установками. Таким образом, подход с точки зрения обратных задач нашел здесь повседневное применение.

Совсем недавно подход обратных задач нашел широкое применение к статистике вспыхивающих звезд в открытых скоплениях и ассоциациях. Рассмотрим здесь одну из простейших проблем, связанных с этими вспыхивающими звездами. Есть серьезные основания верить, что последовательность вспышек любой вспыхивающей звезды имеет вид стационарного пуассоновского процесса с некоторой средней частотой появления ν. Тогда можно показать, что между математическими ожиданиями n_k чисел звезд, вспыхнувших по k раз в течение полной продолжительности τ наблюдения, мы имеем соотношение

$$n_0 = \frac{n_1^2}{2n_2}. \qquad (3)$$

В соответствии с определением, n_0 есть математическое ожидание числа вспыхивающих звезд, которые не вспыхивали в течение всего време-

ии наблюдений. Другими словами, это есть число вспыхивающих звезд, которые еще не открыты. Следовательно, добавляя это число n_0 к сумме $n_1 + n_2 + \ldots$ всех звезд, наблюденных во вспышках (т. е. к полному числу *известных* вспыхивающих звезд), мы можем получить полное число N вспыхивающих звезд в данной звездной системе. Конечно, на практике вместо математических ожиданий n_1 и n_2 мы используем наблюдаемые числа звезд, вспыхнувших один и два раза соответственно, и рассматриваем получаемое значение n_0 в качестве приближенного. Для справедливости соотношения (3) необходимо предположить, что все вспыхивающие звезды имеют одну и ту же среднюю частоту вспышек. Мы имеем убедительные указания на то, что это предположение определенно неверно. Легко показать, однако, что в этом случае мы имеем вместо (3) неравенство

$$n_0 \geqslant \frac{n_1^2}{2\,n_2}, \tag{4}$$

которое дает возможность оценить нижнюю границу полного числа вспыхивающих звезд. Таким способом было установлено, что полное число вспыхивающих звезд в Плеядах должно быть более одной тысячи. Первоначально эта оценка рассматривалась как завышенная, поскольку полная масса Плеяд, получаемая из теоремы вириала, составляет всего около 400 солнечных масс. Однако сейчас уже нет никаких сомнений в столь большом числе вспыхивающих звезд в Плеядах.

Позднее была рассмотрена гораздо более сложная и тонкая проблема определения функции распределения $f(\nu)$ средних частот звездных вспышек среди звезд, принадлежащих рассматриваемой системе.

Интересно, что в этом случае мы приходим к обратной задаче, в которой распределение впервые наблюденных вспышек различных звезд в течение всего периода слежения за системой играет роль «известной функции». Поскольку «первая вспышка» есть в то же время момент обнаружения вспыхивающей звезды, это означает, что для определения $f(\nu)$ существенно знание распределения открытий. Таким образом, *хронология открытий* вспыхивающих звезд содержит важную информацию о $f(\nu)$. Было показано также, что распределение «вторых вспышек», выраженное как функция текущего времени слежения, также содержит весьма важную информацию о $f(\nu)$. Но ведь момент второй вспышки означает момент подтверждения открытия. Поэтому и *хронология подтверждений* важна для рассматриваемой проблемы.

Значение обратных задач для астрофизики обсуждалось нами в деталях в специальной статье, представленной недавно на Международный симпозиум по фундаментальным проблемам теоретической и математической физики в Дубне (август 1979 г.). Статья опубликована в трудах этого симпозиума. В ней мы привели и другие примеры.

3. Эмпирический подход к эволюционным процессам во Вселенной

С самого начала моей работы в астрофизике меня интересовали проблемы возникновения и эволюции звезд и галактик. Для меня было ясно,

что старый подход с помощью глобальных космогонических гипотез или умозрительных моделей вряд ли может привести к серьезным результатам. Было ясно, что следует исходить из эмпирических данных.

Эволюционные процессы во Вселенной имеют чрезвычайно сложную и разнообразную природу. Поэтому невозможно понять их, используя небольшое число умозрительных моделей или гипотез. Вместо того, чтобы делать более или менее произвольные предположения, нам следует терпеливо анализировать полученные до сих пор эмпирические данные и пытаться вывести из них все возможные заключения о различных звеньях тех многих эволюционных цепей, которые существуют в действительности. Необходимо было найти некоторую общую идею о способах выполнения такой работы. В середине 1930-х годов я решил применить нижеследующий подход в моей работе над этими проблемами.

Идея заключалась в том, чтобы найти случаи, когда из настоящего состояния астрономического тела или системы относительно легко вывести направление изменений в состоянии этого тела (или системы), другими словами — найти случаи, когда можно делать заключения из простых соображений о тенденции эволюции в заданной фазе, не зная о всех остальных фазах. Таким образом, грубо говоря, мы должны попытаться собрать информацию о первой производной состояния, которое мы наблюдаем. Такой подход может во многих случаях дать нам возможность связать различные наблюдаемые состояния некоторых объектов в эволюционные цепи без искусственных допущений. В некоторых случаях подобные цепи или, скорее, куски цепей могут быть сами по себе весьма короткими, но терпеливая работа в свое время принесет успех в решении все более и более сложных проблем. Конечно, я не считаю этот подход моим собственным изобретением. Для меня было важно то, что я решил строго, насколько это возможно, следовать этому подходу.

Так, изучая проблемы планетарных туманностей, я обнаружил, что они не находятся в состоянии равновесия. Но решающее значение наблюдаемой структуры эмиссионных линий этих объектов для понимания направления эволюции планетарных туманностей было сформулировано Занстра. Он заключил, что единственным объяснением необычного вида этих линий является расширение туманностей. Таким образом, вскоре стало ясно, что планетарные туманности являются результатом выброса внешних слоев их центральных звезд.

Когда я проанализировал эффект взаимодействий членов *звездного скопления* при близких взаимных прохождениях во время их движения, то пришел к неизбежному заключению, что происходит процесс «испарения» звезд из скопления. В случае открытых скоплений этот процесс должен быть относительно быстрым, с масштабом времени порядка 10^8—10^9 лет. Это — короткое время по сравнению со временем жизни Галактики.

Таким образом, было показано, что открытые скопления, которые в настоящее время существуют в Галактике, являются сравнительно молодыми и быстро меняющимися системами и что общее звездное поле Галактики непрерывно обогащается звездами за счет распада скоплений. В то

же время формирование скоплений из отдельных звезд поля практически невозможно.

После второй мировой войны я обнаружил, что гораздо более протяженные группы звезд и диффузных туманностей, названные нами *звездными ассоциациями*, намного моложе, чем обычные открытые скопления. Эти группы содержат часто горячие гиганты (О и В звезды) и всегда большой процент переменных карликов (переменных звезд типа Т Тельца и вспыхивающих звезд). Возраст многих ассоциаций находится между 10^6 и 10^7 лет. Само их существование является доказательством двух фундаментальных фактов, относящихся к рождению звезд в Галактике: 1) формирование звезд есть процесс, продолжающийся в настоящую эпоху эволюции нашей Галактики, и 2) формирование звезд происходит в относительно больших группах (ассоциациях и скоплениях).

Последующее открытие того факта, что звездные ассоциации содержат кратные звезды особого типа — так называемые системы типа Трапеций — показало, что в ассоциациях существуют подгруппы, являющиеся более молодыми (возраст между 10^5 и 10^6 лет), чем сами ассоциации в целом.

С другой стороны, уже в 1930-х годах я пытался исследовать статистику элементов орбит *двойных звезд* в Галактике, чтобы получить некоторые указания о направлении их динамической эволюции. Окончательный вывод заключался в том, что широкие пары быстро распадаются. Следовательно, само существование некоторого числа очень широких пар ограничивает сверху возраст Галактики, по крайней мере, в ее настоящем состоянии. Этот предел совершенно не зависит от каких-либо космологических соображений и имеет порядок 10^{10} лет.

Для достижения дальнейшего прогресса в понимании эволюционных процессов было необходимо не только избежать использования умозрительных моделей, но также избавиться от некоторых *предрассудков*, которые выглядят на первый взгляд вполне естественными предположениями, оставшимися от классических космогоний. Первый предрассудок — это представление о том, что в первой фазе формирования астрономических тел или систем их состояние всегда является состоянием туманной материи. Даже сейчас это мнение преобладает среди многих теоретиков. Но трудно найти в наблюдательных данных прямое свидетельство в пользу подобного предположения.

Второй предрассудок, тесно связанный с первым, заключается в полном пренебрежении проблемой возникновения туманностей. Однако, подробно рассматривая ситуацию как в нашей Галактике, так и во внешних галактиках, можно заметить, что туманности всех типов (а не только планетарные или кометарные туманности) находятся в состоянии быстрых изменений. Время их жизни должно быть на несколько порядков величины короче, чем время жизни большинства звезд или планет. Следовательно, вполне естественно попытаться начать анализ эволюционных процессов с изучения изменений в туманностях. В случае планетарных туманностей можно почти непосредственно видеть их возникновение из выброса внеш-

них слоев звезды, а их конечную судьбу — в полном рассеянии в окружающем пространстве. Радиотуманности, лучшим примером которых служит Крабовидная туманность, являются результатом взрывов сверхновых и рассеиваются таким же образом. Имеется много свидетельств в пользу расширения некоторых массивных диффузных туманностей. То же самое верно и для так называемых компактных *H II областей*. Таким образом, фактом является то, что почти везде, прямо или косвенно, мы наблюдаем формирование или обогащение туманностей путем выбросов из звезд или их групп. Но свидетельства в пользу обратных процессов (коллапсы туманностей, аккреция вещества туманностей) редки и временами весьма сомнительны. Конечно, не исключено, что более определенные свидетельства такого рода могут быть найдены в будущем, но в сегодняшней картине Вселенной доминируют процессы взрывов, выбросов из массивных тел и последующего формирования таких объектов как туманности. Кажется, что если бы проблема происхождения и эволюции туманностей была бы сформулирована ранее, решение многих более общих проблем, связанных с эволюционными процессами во Вселенной, могло бы быть достигнуто гораздо скорее.

Один из наиболее интригующих вопросов, касающихся звездных ассоциаций, заключается в том, что некоторые из них *расширяются* или содержат расширяющиеся группы звезд. В наших первых работах по звездным ассоциациям (1947—1951 гг.) было предсказано, что расширение есть общее явление для ассоциаций. Из наблюдаемых собственных движений в ассоциации Персей II профессор А. Блаау заключил, что эта ассоциация действительно находится в состоянии расширения. Позднее он обнаружил явление расширения в части ассоциации Скорпион-Центавр. В то же время во многих других ассоциациях не было найдено заметного расширения. Конечно, эти отрицательные заключения являются определенными лишь для ряда ближайших ассоциаций. Следовательно, есть только один или два случая, где мы определенно не имеем дела с явлением быстрого и простого расширения. В то же время существование по крайней мере нескольких расширяющихся групп является свидетельством в пользу процессов типа взрывов, связанных с рождением или с ранней стадией эволюции молодых звездных групп. И здесь эмпирические данные свидетельствуют против теорий конденсации диффузной материи в звезды.

В 1955—1965 гг. я обратил внимание на явления, происходящие в ядрах и вокруг ядер галактик. В прошлом астрономы и, в частности, теоретики не проявляли большого интереса к свойствам ядер галактик. В докладе, представленном на Сольвеевскую конференцию 1958 г., я показал, что эти ядра нередко являются центрами крупномасштабной *активности*, которая проявляется в различных формах. Было показано, что радиогалактики не являются результатами столкновений галактик, как считалось в то время, а являются системами, в которых имеют место выбросы огромного масштаба из ядер. В результате подобных выбросов формируются облака частиц высоких энергий.

Последовавшее затем открытие *квазаров* добавило еще одну форму ядерной активности, с помощью которой значительная часть высвобожденной энергии испускается в виде незвездного оптического излучения ядер. В таких случаях светимость ядра часто превышает в 10^{11} или 10^{12} раз (иногда даже больше) светимость нашего Солнца.

Это открытие не только явилось подтверждением идеи об активности ядер, но и привело к повышению интереса к ядрам галактик. Центр тяжести внегалактических исследований переместился к ядрам галактик.

В другом важном направлении развития астрономы Б. Маркарян, Э. Хачикян и другие, работающие вместе со мной в Бюраканской обсерватории, начали более систематическое наблюдательное изучение оптических проявлений активности в галактиках, таких как ультрафиолетовый избыток и сильные эмиссионные линии. Десятикратное увеличение числа известных галактик Сейферта, явившееся одним из результатов этой работы, открыло новые возможности понимания активных ядерных процессов.

На симпозиумах, организованных в 1966 г. в Бюраканской обсерватории и в 1970 г. в Ватиканской Академии наук, подробно обсуждались различные формы активности ядер, включая явления в квазизвездных объектах и в сейфертовских галактиках. С тех пор в различных обсерваториях мира был проделан огромный объем наблюдательной работы с целью лучшего понимания изучаемых процессов. Однако в теоретической интерпретации все еще мало прогресса.

В то время как наблюдаемые формы активности ядер прямо свидетельствуют в пользу фундаментальной природы процессов взрывов и расширения, происходящих в центральных областях галактик, многие теоретики все еще строят модели ядерных явлений, в которых процессам выброса предшествует некоторая форма коллапса больших количеств диффузной материи. Согласно таким моделям, выбросы являются всего лишь вторичными следствиями более фундаментальных процессов коллапса. Вряд ли следует говорить, что я весьма скептически отношусь к подобному умозрительному образу мышления. Нет свидетельств даже в пользу возможности подобного хода событий. Кажется, что подобный подход — это пережиток старого представления о том, что эволюционные процессы во Вселенной всегда идут в направлении сжатия и конденсации.

4. Заключительные замечания

В заключение я хотел бы дать свою оценку степени успешности в каждом из обсужденных выше трех направлений исследования.

1. Я весьма удовлетворен тем, что в течение тридцати семи лет, прошедших после опубликования моей первой статьи о применении принципа инвариантности, были достигнуты многочисленные важные результаты. Этот предмет был широко развит в блестящей работе профессора В. В. Соболева и его группы. Профессор Р. Беллман ввел «инвариантное вложение». Участие профессора С. Чандрасекара в развитии этой области во многом вдохновило меня, так же как и молодых людей, работавших не-

посредственно со мной. Я предвижу еще более широкое применение принципа инвариантности ко многим проблемам математической физики и других отраслей точных наук.

2. Очевидно, что успех в области обратных задач в астрофизике весьма скромен. Получилось так, что еще с молодости у меня было больше энтузиазма по отношению к этому направлению, чем к двум другим. Это показывает, что во всех случаях успех зависит не столько от личных желаний или возможностей исследователя, сколько от общего состояния дел в рассматриваемой научной области и, конечно, от трудности самой задачи. Тем не менее, у меня нет сомнений в том, что это — весьма многообещающее направление для астрофизики. Я пользуюсь этой возможностью, чтобы выразить свое убеждение в том, что в будущем это направление будет иметь немаловажное значение для космологии.

3. Наблюдательный подход к проблемам эволюции в астрофизике, остающийся сущностью третьего направления моих исследований, в последние десятилетия быстро распространился на всю астрофизику. Он глубоко проник в каждую область нашей науки. Быть может, не будет преувеличением сказать, что отчасти благодаря этому подходу и благодаря упорной работе целого поколения астрофизиков наука астрофизика в настоящее время превратилась в эволюционную дисциплину.

Теперь каждый согласится с тем, что проблема происхождения и эволюции небесных тел не может быть решена с помощью одной или нескольких умозрительных моделей. Сфера применения описанного выше более правильного подхода будет возрастать и расширяться с новыми открытиями в астрофизике.

Мое скептическое отношение к существующим формальным теоретическим моделям, предложенным до сих пор, подкрепляется тем, что почти все новые интересные открытия, которыми были чрезвычайно насыщены последние три десятилетия, оказались большими сюрпризами для таких моделей. Попытки приспособить эти модели к новым наблюдательным открытиям обычно не очень помогают. Рассмотрим два случая полной неудачи умозрительного подхода.

а) Многие теоретики убеждены, что они теперь имеют более или менее полную теорию звездной эволюции. В частности, сотни моделей были рассчитаны для ранних стадий эволюции. Однако теория оказалась полностью неспособной предсказать такое важное явление, как вспыхивающие звезды. Нет теперь сомнения в том, что большинство звезд после периода их формирования (стадия Т Тельца) проходят эту фазу эволюции. Это стало особенно ясно после исследований бюраканских астрономов, относящихся к проблеме численности вспыхивающих звезд в скоплениях и ассоциациях. Следовательно, одной из первых задач любой эволюционной теории должно быть объяснение особенностей процессов вспышек. Однако большинство моделей даже теперь пренебрегает этим требованием.

б) Положение дел еще хуже в случае *проблемы фуоров* (этот термин используется в СССР для звезд типа FU Ориона). Тот факт, что стадия фуора играет важную роль в жизни по крайней мере некоторых категорий

звезд, оказывается фатальным для многих умозрительных теорий. Но состояние дел еще серьезнее, чем это кажется с первого взгляда. В настоящее время представляется, что существует целая последовательность различных звезд, которые по своему фотометрическому поведению более или менее сходны с фуорами. Примером является звезда P Лебедя, которая возгорелась почти четыре столетия назад. Хорошо известно, что в каждой спиральной или нерегулярной галактике имеется много сверхгигантов типа P Лебедя. Следовательно, процессы возгорания звезд типа пре-PЛебедя очень важны для понимания эволюции сверхгигантов.

Нет сомнения в том, что наблюдательное изучение таких звезд и процессов даст интересный эмпирический материал для построения картины звездной эволюции.

Чтобы быть правильно понятым, я хотел бы добавить несколько слов к моей критике умозрительных теорий и моделей. Конечно, никто не может отрицать то место, которое модельный подход, так же как и умозрительное мышление, играет в науке. Первое из направлений, которому я посвятил свою деятельность (принцип инвариантности), много ближе к построению моделей, чем к эмпирическим исследованиям. Однако моя точка зрения состоит в том, что в конкретных случаях, обсужденных выше, построение моделей без должного учета обширного эмпирического материала, которым мы в настоящее время располагаем, вряд ли может дать хорошие результаты.

Природа хранит еще многие из своих тайн. Наша цель — раскрыть эти тайны. Естественно стараться делать это, *наблюдая* места, где они спрятаны. Вряд ли мы достигнем цели, занимаясь только чистым теоретизированием.

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱՅԻ ԶԱՐԳԱՑՄԱՆ ՈՐՈՇ ՏԵՆԴԵՆՑՆԵՐԻ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Վ. Ա. ՀԱՄԲԱՐՁՈՒՄՅԱՆ

Շարադրված են հեղինակի կողմից ստացված գլխավոր արդյունքները հետևյալ բնագավառներում՝

1. Տեղափոխման տեսության մեջ ինվարիանտության սկզբունքները։

2. Աստղաֆիզիկայի հակադարձ խնդիրները։

3. Աստղերի ու գալակտիկաների ծագման և էվոլյուցիայի խնդիրների նկատմամբ էմպիրիկ մոտեցումը։

ON SOME TRENDS IN THE DEVELOPMENT OF ASTROPHYSICS

V. A. AMBARTSUMIAN

Main results of the author on the following topics of astrophysics are discussed:

1. The invariance principles in the theory of radiative transfer.

2. The inverse problems of astrophysics.

3. The empirical approach to the problem of the origin and evolution of stars and galaxies.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 16, 252—261 (1981)

ЯДЕРНЫЕ СИЛЫ И КВАНТОВАЯ ХРОМОДИНАМИКА

Р. М. МУРАДЯН

Обсуждается механизм возникновения ядерных сил. Предполагается, что на малых расстояниях между нуклонами происходит обмен цветными кварками и глюонами. Показано, что помимо привычных двухчастичных сил в системе трех и более нуклонов должны существовать истинно трехчастичные силы.

1. Введение

В течение многих лет развития ядерной физики считалось, что нуклоны и мезоны являются точечными бесструктурными элементарными частицами. В работах Гейзенберга, Вигнера, Майораны, Юкавы и других были объяснены многие свойства атомных ядер, исходя лишь из двухчастичных сил, действующих между точечными частицами. Однако в настоящее время можно полнее учесть тот факт, что нуклоны неэлементарны и состоят, согласно кварковой модели, из трех кварков, а мезоны — из пары кварк-антикварк. Экспериментальные данные об асимптотическом поведении электромагнитного формфактора дейтрона [1], интерпретированные с помощью правил кваркового счета [2, 3], дали первое прямое указание на возможное проявление кварковой структуры в атомных ядрах.

С другой стороны, оказалось, что, ограничиваясь лишь двухнуклонными потенциалами, невозможно одновременно правильно описать энергию связи и зарядовый формфактор легчайших ядер, в частности, среднеквадратичный радиус и положение минимума в формфакторах ядер с $A = 3$ (^3H, ^3He) и $A = 4$ (^4He). Для исправления положения к обычному двухчастичному гамильтониану необходимо добавить «истинно» трехчастичный потенциал притяжения. Некоторые аспекты введения многочастичных сил на основе кварковой модели рассмотрены Робсоном [4].

В настоящей работе считается, что ядерные силы в легчайших атомных ядрах в основном возникают за счет обмена цветными кварками на малых расстояниях между нуклонами. Как известно, группа цвета в квантовой хромодинамике (КХД) является группой второго ранга $SU(3)_c$. Поэтому она допускает возможность существования двух типов обменных сил: обычных двухчастичных (P_{ij}) и трехчастичных (P_{ijk}). Полученное в работе соотношение между энергиями связи легчайших ядер (см. ниже, формула (11)) не противоречит экспериментальным данным и свидетельствует в пользу того, что введенные таким образом двух- и трехчастичные обменные силы имеют физический смысл.

2. Обменные силы в теории возмущений КХД

В настоящее время принято считать, что нуклон-нуклонные силы могут быть поняты на основе кварк-глюонных процессов, исходя из фундаментальных принципов КХД — неабелевой калибровочной теории сильных взаимодействий. Строгое применение квантовой хромодинамики при изучении ядерных сил пока невозможно, так как еще не решена проблема конфайнмента, т. е. отсутствия свободных цветных состояний. Тем не менее упрощенная модель квантовой хромодинамики позволяет получить ряд результатов, которые, по-видимому, могут быть более строго обоснованы в результате дальнейшего развития теории.

Согласно квантовой хромодинамике, наблюдаемые адроны, в частности, нуклоны являются скалярами группы $SU(3)_c$ или, как принято говорить, нуклоны бесцветны. Так как глюон принадлежит к октетному представлению группы $SU(3)_c$, то простейшая диаграмма (рис. 1*а*), описывающая одноглюонный обмен между двумя нуклонами, не дает вклада.

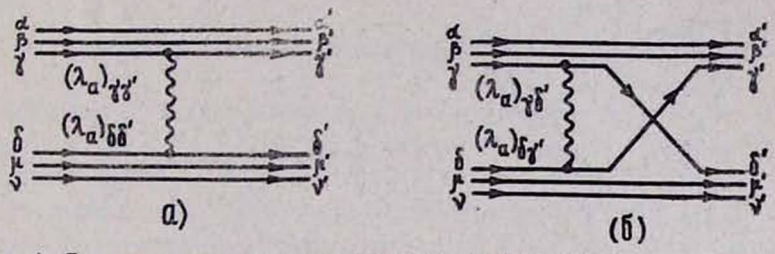


Рис. 1. Диаграмма одноглюонного обмена между двумя бесцветными адронами: *а*) без обмена кварками (дает нулевой вклад); *б*) с обменом кварками (дает ненулевой вклад).

Это можно также доказать прямым вычислением цветовых факторов согласно правилам КХД. Действительно (с точностью до мультипликативной постоянной), для диаграммы рис. 1*а* имеем

$$1/6^2\,\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}\,\delta_{\alpha\alpha'}\,\delta_{\beta\beta'}\,(\lambda_a)_{\gamma\gamma'}\,\varepsilon_{\alpha'\beta'\gamma'}\,\varepsilon_{\delta\mu\nu}\,(\lambda_a)_{\delta\delta'}\,\delta_{\mu\mu'}\,\delta_{\nu\nu'}\,\varepsilon_{\delta'\mu'\nu'} = \\ = 1/9\,\delta_{\gamma\gamma'}\,(\lambda_a)_{\gamma\gamma'}\,\delta_{\delta\delta'}\,(\lambda_a)_{\delta\delta'} = 1/9\,(\mathrm{Sp}\,\lambda_a)^2 = 0. \qquad (1)$$

Здесь $\alpha, \beta, \cdots, \mu', \nu'$ — цветовые индексы кварков, принимающие значения 1, 2, 3, $\frac{1}{\sqrt{6}}\,\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}$ — цветовая волновая функция бесцветного нуклона, λ_a ($a = 1, 2, \cdots, 8$) — 3×3 матрицы Гелл-Манна.

Покажем, что диаграмма рис. 1*б* с обменом кварком между нуклонами уже дает ненулевой вклад. Действительно, для диаграммы рис. 1*б* имеем

$$1/6^2\,\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}\,\delta_{\alpha\alpha'}\,\delta_{\beta\beta'}\,(\lambda_a)_{\gamma\delta'}\,\varepsilon_{\alpha'\beta'\gamma'}\,\varepsilon_{\delta\mu\nu}\,(\lambda_a)_{\delta\gamma'}\,\delta_{\mu\mu'}\,\delta_{\nu\nu'}\,\varepsilon_{\delta'\mu'\nu'} = \\ = \frac{1}{9}\,\delta_{\gamma\gamma'}\,(\lambda_a)_{\gamma\delta'}\,\delta_{\delta\delta'}\,(\lambda_a)_{\delta\gamma'} = 1/9\,(\lambda_a)_{\gamma\delta}\,(\lambda_a)_{\delta\gamma} = 4/9 \neq 0. \qquad (2)$$

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
ՄԱԹԵՄԱՏԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ԳՐԱԴԱՐԱՆ

При переходе к последней строке здесь было использовано тождество

$$(\lambda_a)_{\alpha\beta}(\lambda_a)_{\gamma\delta} = \frac{1}{2}\left(\delta_{\alpha\delta}\delta_{\beta\gamma} - \frac{1}{3}\delta_{\alpha\beta}\delta_{\gamma\delta}\right). \qquad (3)$$

Не вдаваясь в анализ других возможных диаграмм теории возмущений в системе двух нуклонов, перейдем к диаграммам, описывающим взаимодействие трех нуклонов. Добавив в диаграмме рис. 1б еще один нуклон, который аналогичным образом обменивается кварками с остальными двумя нуклонами (такую диаграмму удобнее рисовать на поверхности цилиндра), можно описать взаимодействие трех нуклонов за счет обычных двухчастичных потенциалов вида $V_{12} + V_{13} + V_{23}$. Настоящая трехчастичная сила между тремя нуклонами, описываемая потенциалом вида V_{123}, может возникнуть благодаря трехглюонной вершине. Рассмотрим систему трех нуклонов, связанных трехглюонной вершиной. Диаграмма на рис. 2а, в ко-

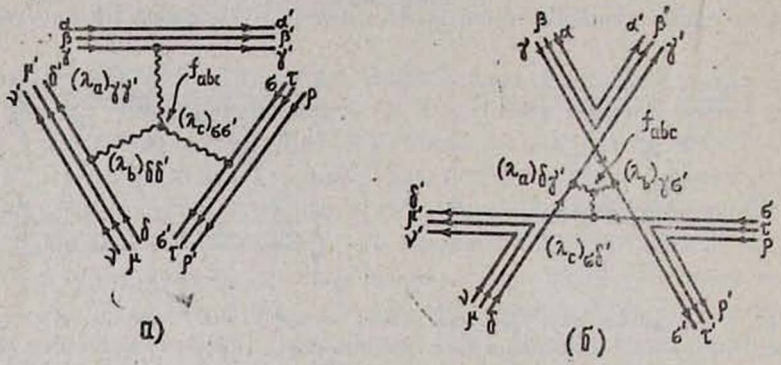


Рис. 2. Трехглюонная вершина в системе трех нуклонов: а) без обмена кварками (дает нулевой вклад); б) диаграмма, иллюстрирующая трехкварковый обмен при наличии трехглюонной вершины (дает ненулевой вклад).

торой отсутствует обмен кварками между нуклонами, дает нулевой вклад. В этом можно убедиться как прямым вычислением, так и рассуждением, аналогичным приведенному выше в случае диаграммы рис. 1а. Подставляя цветовые факторы в диаграмму рис. 2а, имеем

$$\frac{1}{6^3}\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}\delta_{aa'}\delta_{\beta\beta'}\varepsilon_{\alpha'\beta'\gamma'}\varepsilon_{\xi\mu\nu}\delta_{\mu\mu'}\delta_{\nu\nu'}\varepsilon_{\delta'\mu'\nu'}\varepsilon_{\sigma\tau\rho}\delta_{\tau\tau'}\delta_{\rho\rho'}\varepsilon_{\sigma'\tau'\rho'}\times$$

$$\times f_{abc}(\lambda_a)_{\gamma\gamma'}(\lambda_b)_{\delta\delta'}(\lambda_c)_{\sigma\sigma'} = 1/6^3 f_{abc}\,\mathrm{Sp}(\lambda_a)\,\mathrm{Sp}(\lambda_b)\,\mathrm{Sp}(\lambda_c) = 0. \qquad (4)$$

Здесь f_{abc} — структурная константа алгебры Ли группы $SU(3)_c$.

Однако диаграмма рис. 2б с последовательным обменом кварками между тремя нуклонами дает отличный от нуля вклад. Действительно, подставляя цветовые факторы в диаграмму рис. 2б, имеем

$$\frac{1}{6^3}\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}\delta_{aa'}\delta_{\beta\beta'}\varepsilon_{\alpha'\beta'\gamma'}\varepsilon_{\delta\mu\nu}\delta_{\mu\mu'}\delta_{\nu\nu'}\varepsilon_{\delta'\mu'\nu'}\varepsilon_{\sigma\tau\rho}\delta_{\tau\tau'}\delta_{\rho\rho'}\varepsilon_{\sigma'\tau'\rho'}\times$$

$$\times f_{abc}(\lambda_a)_{\delta\gamma'}(\lambda_b)_{\gamma\sigma'}(\lambda_c)_{\sigma\delta'} = 16i/6^3(\delta_{\sigma\sigma}\delta_{\delta\delta}\delta_{\gamma\gamma} - \delta_{\sigma\gamma}\delta_{\gamma\sigma}\delta_{\gamma\delta}) = \frac{16}{9}i \neq 0. \qquad (5)$$

Здесь мы воспользовались тождеством

$$f_{abc}(\lambda_a)_{\alpha\alpha'}(\lambda_b)_{\beta\beta'}(\lambda_c)_{\gamma\gamma'} = 2i(\delta_{\alpha\gamma'}\delta_{\beta\alpha'}\delta_{\gamma\beta'} - \delta_{\alpha\beta'}\delta_{\beta\gamma'}\delta_{\gamma\alpha'}).$$

Таким образом, диаграмма рис. 2б приводит к настоящему трехчастичному потенциалу типа V_{123}.

Мы не рассмотрели вклада многих других диаграмм. Однако рассмотренные примеры показывают, что, согласно квантовой хромодинамике, между бесцветными адронами возможны взаимодействия, имеющие *обменный* характер.

Конечно, в высших порядках теории возмущений имеются ненулевые диаграммы, не содержащие обмена кварками. Такие диаграммы, приводящие к ван-дер-ваальсовским силам за счет поляризации цвета в промежуточных состояниях, оценивались в работе [6] и, по-видимому, они малы по сравнению с обменными силами. В следующем разделе вводятся обменные силы из общих групповых соображений, без применения теории возмущений.

3. Двухкварковые и трехкварковые обменные силы

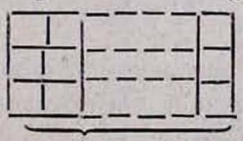
В настоящем разделе проводится рассмотрение обменных сил в КХД с помощью метода, являющегося обобщением метода Дирака, который впервые ввел спиновые обменные силы в атомной физике [7].

Кварковые и глюонные поля точно удовлетворяют внутренней $SU(3)_c$ симметрии, называемой цветовой симметрией (см., например, обзор [5]). Так как группа $SU(3)_c$ является группой второго ранга, то ее неприводимые представления характеризуются двумя операторами Казимира—квадратичным и кубичным. Поэтому группа допускает обменные взаимодействия лишь двух типов — двухчастичные и трехчастичные. Из инвариантности системы относительно $SU(3)_c$ следует, что оператор энергии системы кварков, находящихся в синглетном цветовом состоянии, должен иметь вид:

$$E = a\sum_{i<j}^{N} P_{ij} + b\sum_{i<j<k}^{N} P_{ijk}, \qquad (6)$$

где P_{ij} и P_{ijk} — соответственно операторы перестановок двух и трех кварков.

Напомним, что нуклон является бесцветной комбинацией из трех кварков, цветовая волновая функция которой описывается схемой Юнга вида $[1^3]$. Бесцветная комбинация из шести кварков имеет схему Юнга $[2^3]$. Аналогично 9-ти и 12-ти кварковым бесцветным состояниям соответствуют схемы $[3^3]$ и $[4^3]$. Вообще, произвольное бесцветное ядро с числом нуклонов, равным A, состоящее из $3A$ кварков, описывается схемой Юнга $[A^3]$, имеющей 3 строки и A столбцов:



Матричные элементы двух- и трехчастичных операторов перестановок для состояний со схемой Юнга $[A^3]$ равны (см. Приложение):

$$<[A^3]|\sum_{i<j} P_{ij}|[A^3]>=\frac{3}{2}A(A-3), \tag{7}$$

$$<[A^3]|\sum_{i<j<k} P_{ijk}|[A^3]>=\frac{1}{2}A(A^2-9A+10). \tag{8}$$

Пользуясь (1), (2) и (3), легко выписать энергии многокварковых бесцветных состояний, выраженные через параметры a и b:

$$\begin{aligned} E_{3q} &= -3a+b, \\ E_{6q} &= -3a-4b, \\ E_{9q} &= -12b, \\ E_{12q} &= 6a-20b. \end{aligned} \tag{9}$$

Энергии связи легчайших атомных ядер: дейтрона, ^3He и ^4He — можно получить отсюда путем вычитания энергий связи трехкварковых комбинаций, соответствующих бесцветным нуклонам:

$$\begin{aligned} E(^2H) &= E_{6q}-2E_{3q}=3a-6b, \\ E(^3He) &= E_{9q}-3E_{3q}=9a-15b, \\ E(^4He) &= E_{12q}-4E_{3q}=18a-24b. \end{aligned} \tag{10}$$

Исключая из этих трех уравнений две константы a и b, получим одно соотношение между энергиями связи дейтрона, ^3He и ^4He:

$$E(^4He)=4E(^3He)-6E(^2H). \tag{11}$$

Соотношение (11) справедливо в пределе точной спин-изоспиновой $SU(4)$-симметрии Вигнера, когда пренебрегается спиновыми и изоспиновыми (т. е. электромагнитными) взаимодействиями. Поэтому при сравнении соотношения (11) с экспериментальными данными необходимо вместо $E(^3He)$ подставить среднее значение энергии связи ^3He и трития ^3H:

$$E(^3He)\to\frac{1}{2}[E(^3He)+E(^3H)]=\frac{1}{2}(7{,}72+8{,}49)\ \text{МэВ}=8{,}1\ \text{МэВ},$$

а вместо $E(^2H)$ — среднее значение энергии связи дейтрона и виртуального $^1S_0$-состояния протона и нейтрона (равное приблизительно 0):

$$E(^2H)\to\frac{1}{2}[E(^2H)+E(^1S_0)]=\frac{1}{2}[2{,}21+0]\ \text{МэВ}=1{,}1\ \text{МэВ}.$$

Гелий-4 является синглетом группы $SU(4)_c$ Вигнера, поэтому в соотношение (11) можно подставить точное значение $E(^4He)=28{,}3$ МэВ. С учетом вышесказанного соотношение (6) неплохо удовлетворяет экспериментальным данным (28,3 МэВ $\approx$ 25,8 МэВ).

Интересно отметить, что интуитивные соображения Робсона [4] о характере трехнуклонных сил приводят к тому же самому соотношению (11).

Действительно, обозначим, следуя работе [4], вклад двухнуклонных сил через b', а вклад трехчастичных сил через Δ. Тогда, пренебрегая кулоновскими силами, с помощью простого комбинаторного подсчета получим следующие выражения для энергий связи легчайших ядер:

$$\begin{aligned} E(^2H) &= b', \\ E(^3He) &= E(^3H) = \Delta + 3b', \\ E(^4He) &= 4\Delta + 6b'. \end{aligned} \tag{12}$$

Легко видеть, что исключение параметров b' и Δ вновь приводит к соотношению (11). Сравнение (12) с (10) показывает, что введенные таким образом нуклонные параметры просто связаны с кварковыми параметрами a и b : $\Delta = 3b$, $b' = 3a - 6b$.

До сих пор мы ограничивались рассмотрением обычных ядер, состоящих из нестранных кварков u и d. Максимальное число нестранных кварков, могущих одновременно находиться в состоянии с нулевым орбитальным моментом (S-состояние), равно: 2(аромат)×2(спин)×3(цвет) = 12, что соответствует ядру ^4He, состоящему из двух протонов и двух нейтронов. С точки зрения кварковой структуры ядро гелия имеет конфигурацию $6u\,6d$. Если ввести в игру странный кварк s, то число кварков, могущих одновременно находиться в S-состоянии, будет равно 18 [3(аромат)×2(спин)×3(цвет) = 18]. Ясно, что это будет состояние, состоящее из $6u\,6d\,6s$ кварков. С точки зрения аромата эта комбинация имеет тот же кварковый состав, что и гиперядро, состоящее из шести Λ-гиперонов, так как $6u\,6d\,6s = 6(uds) = 6\Lambda$. Однако это не будет наинизшим энергетическим уровнем системы, так как в силу принципа Паули только два Λ-гиперона могут одновременно находиться в S-состоянии. Поэтому при такой группировке кварков невозможно построить ядро, в котором все кварки находились бы в S-состоянии.

Однако, учитывая кварковую структуру протона ($p = uud$), нейтрона ($n = udd$) и Ω^--гиперона ($\Omega^- = sss$), комбинацию 18-ти кварков, находящихся в S-состоянии, можно разложить на барионы следующим образом: $6u\,6d\,6s = 2p2n2\Omega^-$. Такое гиперядро со странностью — 6 и нулевым электрическим зарядом можно представить себе как ядро ^4He, присоединившего к себе два Ω^--гиперона. Теоретически возможно существование и более простого гиперядра, содержащего лишь один Ω^--гиперон, два протона и два нейтрона.

Так как в этих гиперядрах все барионы находятся в S-состоянии, то можно ожидать, что трехчастичные силы будут давать большой вклад, приводящий к относительно большой энергии связи для этих гиперядер. Поиск таких ядер, например, в космических лучах представлял бы собой важную и интересную задачу.

Заключение

Рассмотренные в настоящей работе двухкварковые и трехкварковые обменные силы, по-видимому, вносят основной вклад на малых расстояниях между нуклонами. На больших же расстояниях, по-видимому, остает-

ся в силе механизм π-мезонного обмена. С точки зрения кварковой модели обмен π-мезоном (и другими мезонами) между бесцветными адронами возможен в более высоких приближениях теории возмущений за счет наличия виртуальных кварк-антикварковых петель во взаимодействующих нуклонах. Но так как ядра ^3H, ^3He и ^4He являются тесно связанными системами с довольно малым среднеквадратичным радиусом, может оказаться, что их энергия связи, в основном, обязана рассмотренному здесь механизму кваркового обмена.

Экспериментально очень трудно отделить эффект трехнуклонных сил от двухчастичных сил, экстраполированных вне энергетической поверхности. Однако данные об энергиях связи и среднеквадратичных радиусах легких ядер, полученные из измерений формфакторов, все более свидетельствуют о реальном существовании трехчастичных сил. Настоящая работа показывает, что кварковая модель атомных ядер, основанная на упрощенной трактовке квантовой хромодинамики, естественным образом приводит к возникновению трехкварковых обменных сил, приводящих к эффективным трехнуклонным силам.

Новый подход к проблеме ядерных сил на основе упрощенной модели квантовой хромодинамики позволяет надеяться, что именно на этом пути в скором времени будет раскрыт секрет основной парадигмы современной ядерной физики — юкавского π-мезонного обмена.

За интересные обсуждения выражаю благодарность А. Ц. Аматуни, В. А. Джрбашяну, В. А. Матвееву, С. Г. Матиняну и Р. А. Сардаряну.

Приложение

В настоящем приложении изучены свойства операторов перестановки P_{ij} и P_{ijk} двух и трех частиц в общем случае группы симметрии $U(n)$. Как известно, группа $U(n)$ имеет $n \times n$ генераторов A^α_β ($\alpha, \beta = 1, 2, \cdots, n$). В низшем, т. е. фундаментальном или кварковом представлении генераторы удовлетворяют соотношению

$$A^\alpha_\beta(i)\, A^\gamma_\delta(i) = \delta^\gamma_\beta A^\alpha_\delta(i). \tag{П.1}$$

Для системы из N частиц генераторы имеют вид

$$A^\alpha_\beta = \sum_{i=1}^{N} A^\alpha_\beta(i)$$

и удовлетворяют перестановочным соотношениям алгебры Ли группы $U(n)$:

$$[A^\alpha_\beta,\ A^\gamma_\delta] = \delta^\gamma_\beta A^\alpha_\delta - \delta^\alpha_\delta A^\gamma_\beta. \tag{П.2}$$

Произвольное неприводимое представление группы $U(n)$ характеризуется схемой Юнга $(f_1, f_2, \ldots, f_n)$, где f_i — число клеток в i-ой строке схемы Юнга. С другой стороны, можно ввести n операторов Казимира, собственные значения которых выражаются через числа заполнения схемы Юнга:

$$\langle C_1^{U(n)} \rangle = \langle A^\alpha_\alpha \rangle = f_1 + f_2 + \cdots + f_n = N,$$
$$\langle C_2^{U(n)} \rangle = \langle A^\alpha_\beta A^\beta_\alpha \rangle = \sum_{k=1}^{n} f_k^2 + \sum_{k=1}^{n} (n + 1 - 2k) f_k, \tag{П.3}$$

$$<C_p^{U(n)}>=<A_\beta^\alpha A_\gamma^\beta \cdots A_\alpha^\gamma>=\sum_{k=1}^{n}(l_k)^p \prod_{m=1}^{n}{}' \frac{1+l_m-l_k}{l_m-l_k}.$$

В последней формуле $l_k=f_k+n-k$, штрих у знака произведения означает, что $m \neq k$, а число p принимает значения 1, 2, $\cdots$, n [10].

По определению (см., например, [8]), двух- и трехчастичные операторы перестановок выражаются через генераторы группы следующим образом:

$$P_{ij}=A_\beta^\alpha(i)\,A_\alpha^\beta(j), \qquad (\text{П.4})$$

$$P_{ijk}=A_\beta^\alpha(i)\,A_\gamma^\beta(j)\,A_\alpha^\gamma(k). \qquad (\text{П.5})$$

Соответствующие суммы операторов двух- и трехчастичных перестановок выражаются через операторы Казимира:

$$\sum_{i\neq j}^{N} P_{ij}=C_2^{U(n)}-nN, \qquad (\text{П.6})$$

$$\sum_{i\neq j\neq k}^{N} P_{ijk}=C_3^{U(n)}-2n\,C_2^{U(n)}+(n^2+1)N-N^2. \qquad (\text{П.7})$$

Первое из этих соотношений известно и легко доказывается. Приведем краткий вывод второго соотношения. По определению оператора Казимира третьего ранга имеем

$$C_3^{U(3)}=A_\beta^\alpha A_\gamma^\beta A_\alpha^\gamma=$$

$$=\sum_{i=1}^{N}A_\beta^\alpha(i)\sum_{j=1}^{N}A_\gamma^\beta(j)\sum_{k=1}^{N}A_\alpha^\gamma(k)=\sum_{i,\,j,\,k}^{N}A_\beta^\alpha(i)\,A_\gamma^\beta(j)\,A_\alpha^\gamma(k)=$$

$$=\sum_{i\neq j\neq k}^{N}A_\beta^\alpha(i)\,A_\gamma^\beta(j)\,A_\alpha^\gamma(k)+\sum_{i=1}^{N}A_\beta^\alpha(i)\,A_\gamma^\beta(i)\,A_\alpha^\gamma(i)+ \qquad (\text{П.8})$$

$$+\sum_{i\neq j}A_\beta^\alpha(i)\,A_\gamma^\beta(i)\,A_\alpha^\gamma(j)+\sum_{i\neq j}A_\beta^\alpha(i)\,A_\gamma^\beta(j)\,A_\alpha^\gamma(i)+\sum_{i\neq j}A_\beta^\alpha(j)\,A_\gamma^\beta(i)\,A_\alpha^\gamma(i)=$$

$$=\sum_{i\neq j\neq k}P_{ijk}+n^2N+n\sum_{i\neq j}P_{ij}+N(N-1)+n\sum_{i\neq j}P_{ij},$$

откуда

$$\sum_{i\neq j\neq k}P_{ijk}=C_3^{U(n)}-2n\sum_{i\neq j}P_{ij}-(n^2-1)N-N^2. \qquad (\text{П.9})$$

Подставляя сюда значение $\sum_{i\neq j}P_{ij}$, выраженное через оператор Казимира второго ранга, из (П.6), получим требуемое равенство (П.7).

Собственное значение оператора $\sum_{i\neq j\neq k}P_{ijk}$ в случае группы $U(3)$ легко получить отсюда, учитывая, что

$$N=f_1+f_2+f_3,$$

$$<C_2^{U(3)}>=f_1^2+f_2^2+f_3^2+2f_1-2f_3, \qquad (\text{П.10})$$

$$< C_3^{U(3)} > = f_1^3 + f_2^3 + f_3^3 + 4f_1^2 + f_2^2 - 2f_3^2 - $$
$$- (f_1 f_2 + f_1 f_3 + f_2 f_3) - 4f_1 - 2f_2 - 2f_3. \qquad (П.11)$$

Поэтому в случае группы $U(3)$ получаем (см. также [9])

$$\sum_{i+j} P_{ij} = f_1(f_1-1) + f_2(f_2-3) + f_3(f_3-5), \qquad (П.12)$$

$$\sum_{i+j+k} P_{ijk} = f_1(f_1-1)(f_1-2) + f_2(f_2-2)(f_2-4) + f_3(f_3-4)(f_3-5) -$$
$$- 3(f_1 f_2 + f_1 f_3 + f_2 f_3). \qquad (П.13)$$

В основном тексте статьи $f_1 = f_2 = f_3 = A$. Учитывая также, что $\sum_{i+j} = 2\sum_{i<j}$ и $\sum_{i+j+k} = 6\sum_{i<j<k}$, получаем формулы (7) и (8). Для полноты отметим, что полная обменная энергия системы $3A$ кварков с учетом двух- и трехчастичных сил еще проще выражается прямо через операторы Казимира:

$$E = \alpha C_2^{U(3)} + \beta C_3^{U(3)} \qquad (П.14)$$

или

$$< E > = 3\alpha A^2 + 3\beta A^3, \qquad (П.15)$$

откуда приходим к тому же основному соотношению (11).

Ереванский физический
институт

Поступила 25. III. 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. *R. G. Arnold et al.* Phys. Rev. Lett., 35, 776 (1975); 40, 1429 (1978).
2. *V. A. Matveev, R. M. Muradian, A. N. Tavkhelidze.* Lett. Nuovo Cim., 7, 719 (1973); Материалы IV Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Под ред. А. М. Балдина, Изд. ОИЯИ-9224, стр. 215, Дубна, 1975.
3. *S. J. Brodsky, G. Farrar.* Phys. Rev. Lett., 31, 1153 (1973).
   S. J. Brodsky. In "Few Body Problems in Nuclear and Particle Physics", p. 676, University of Laval, Quebec, 1975.
4. *D. Robson.* Nucl. Phys., A308, 381 (1978).
5. *W. Marciano, H. Pagels.* Phys. Rep., 36C, 137 (1978).
6. *R. S. Willey.* Phys. Rev., D18, 270 (1978).
7. *П. Дирак.* Принципы квантовой механики, Изд. Наука, М., 1978.
8. *T. K. Kuo, L. A. Radicati.* Phys. Rev., B139, 746 (1965).
9. *M. Y. Han, L. C. Biedenharn.* Phys. Rev. Lett., 24, 118 (1970).
10. *S. Okubo.* J. Math. Phys., 18, 2382 (1977).

ՄԻՋՈՒԿԱՑԻՆ ՈՒԺԵՐԸ ԵՎ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՔՐՈՄՈԴԻՆԱՄԻԿԱՆ

Ռ. Մ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ

Քննարկվում է միջուկային ուժերի առաջացման մեխանիզմը։ Ենթադրվում է, որ փոքր հեռավորությունների վրա նուկլոնների միջև տեղի է ունենում գունավոր քվարկների և գլյուոն-

Ների փոխանակում։ Ցույց է տրված, որ սովորական երկմասնիկային ուժերից բացի երեք և ավելի նուկլոնների սիստեմում պետք է գոյություն ունենան եռամասնիկային ուժեր։

NUCLEAR FORCES AND QUANTUM CHROMODYNAMICS

R. M. MURADIAN

The mechanism of the nuclear forces origin is discussed. It is supposed that at short distances nucleons exchange coloured quarks and gluons. It is shown that besides the ordinary two-body forces, true three-body forces should exist in the system of three or more nucleons.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 16, 262—267 (1981

ТЕОРИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ПРИМЕСНЫХ СОСТОЯНИЙ В ТОНКИХ КВАНТУЮЩИХ НИТЯХ

К. Г. АГАРОНЯН

Рассмотрена задача о взаимодействии электронов с ионизованными примесями в тонких полупроводниковых нитях. В предположении, что радиус нити много меньше эффективного боровского радиуса примеси в массивном образце, а также с учетом поля, создаваемого носителями заряда в окружающей нить среде, найдено выражение для энергии активации локализованных донорных состояний. Показано, что она может существенно превышать как объемное, так и пленочное значения. На основе теории возмущений вычислены также сдвиг и уширение линий квазистационарных уровней. Приведенные численные оценки для конкретных полупроводников дают основание надеяться с помощью оптических измерений экспериментально обнаружить вышеуказанные квазистационарные состояния.

В работе [1] была рассмотрена задача о взаимодействии электронов с ионизованными примесями в тонких квантующих пленках. В связи с появлением новой методики получения тонких квантующих полупроводниковых и полуметаллических нитей (с диаметром меньше или порядка 10 нм) и экспериментальной реализации их [2, 3] представляет определенный интерес рассмотрение аналогичной задачи для указанных систем.

Исследуемую нить с диэлектрической проницаемостью ε_1 будем считать макроскопической, имеющей радиус a много меньше эффективного боровского радиуса примеси a_1 в объемном образце. Последнее предположение позволяет пренебречь кулоновским взаимодействием частиц в перпендикулярном оси нити направлении. Условие $a_1 \gg a$ для полупроводников и полуметаллов легко выполняется благодаря большим значениям статической диэлектрической проницаемости ($\varepsilon \sim 10$—100), что, в свою очередь, ведет к сильному ослаблению кулоновского взаимодействия свободных электронов и дырок. С другой стороны, как показано в [4], в тонких нитях при расстояниях между зарядами порядка a или больше заметную роль начинает играть поле, создаваемое этими зарядами в окружающей нить среде, и если диэлектрическая проницаемость этой среды $\varepsilon_2 \ll \varepsilon_1$, то взаимодействие оказывается значительно большим, чем в однородной среде с диэлектрической проницаемостью ε_1.

К системам, которые, по-видимому, могут быть описаны подобной моделью, относятся полупроводники или полуметаллы (например, *Bi*), введенные под давлением в ультратонкие каналы диэлектрических матриц, такие как хризотил-асбест, морденит, цеолиты [2].

Направим ось полупроводниковой нити вдоль z. Тогда энергию взаимодействия электрона и донора, расположенных внутри нити соответственно в точках z, ρ и $z = 0$, $\rho = 0$, можно представить в виде [5]

$$V(z,\rho)=-\frac{e^2}{\varepsilon_1\sqrt{\rho^2+z^2}}-\frac{2e^2(\alpha-1)}{\varepsilon_1\pi}\times$$

$$\times\int dk\cos kz\,\frac{K_0(ak)K_1(ak)I_0(k\rho)}{\alpha K_0(ak)I_1(ak)+K_1(ak)I_0(ak)}, \qquad (1)$$

где $\alpha=\varepsilon_1/\varepsilon_2>1$, $I(x)$ и $K(x)$ — функции Бесселя мнимого аргумента.

Найдем величину энергии первого возбужденного состояния электрона в потенциальном поле, описываемом выражением (1), с помощью прямого вариационного метода. Выбирая пробную волновую функцию в виде [6]

$$2\lambda z\exp(-\lambda z)\varphi_{n,i}(\rho,\varphi),$$

где $\varphi_{n,i}(\rho,\varphi)=S^{-1/2}\exp(i|n|\varphi)\,J_{|n|}(\lambda_i^{|n|}\rho/a)/J_{|n|+1}(\lambda_i^{|n|})$ — волновые функции, описывающие поперечное относительно оси нити движение электрона, $n=0,1,\cdots$, $i=1,2,\cdots$ — квантовые числа в плоскости нити, $J(x)$ — функция Бесселя действительного аргумента, $\lambda_i^{|n|}$ — i-ый корень уравнения $J_{|n|}(x)=0$, $S=\pi a^2$, λ — вариационный параметр, для энергии нетрудно получить выражение

$$E_{n,i}(\lambda)=\omega_{ni}+\frac{\hbar^2}{m}\frac{\lambda^2}{2}-\frac{e^2}{\varepsilon_2}\lambda-\frac{e^2}{\varepsilon_1}\lambda(2\lambda a)^2\ln 2\lambda a; \qquad (2)$$

$\omega_{n,i}=\dfrac{\hbar^2(\lambda_i^{|n|})^2}{2ma^2}$ — квантовые подзоны поперечного движения.

Полагая $2\lambda\rho<2\lambda a\ll 1$ и считая последний член в (2) малым по сравнению с другими, из условия минимума (2) методом итераций можно найти значение

$$\lambda=\frac{me^2}{\varepsilon_2\hbar^2}\left[1+\frac{3\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\left(\frac{2a}{a_2}\right)^2\ln\frac{2a}{a_2}\right]. \qquad (3)$$

Подставляя (3) в (2), окончательно имеем

$$E_{n,i}=\omega_{n,i}-\frac{me^4}{2\varepsilon_2^2\hbar^2(1+c)}=\omega_{n,i}-E(a), \qquad (4)$$

где

$$c=\frac{2\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\left(\frac{2a}{a_2}\right)^2\ln\frac{a_2}{2a}\ll 1,\quad a_2=\frac{\varepsilon_2\hbar^2}{me^2}.$$

При $n=0$, $i=1$ (4) дает энергетическое расстояние нижнего донорного уровня от дна зоны проводимости, которая поднята вверх вследствие размерного квантования. Интересно сравнить

$$E(a)=\frac{me^4}{2\varepsilon_1^2\hbar^2}\left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\right)^2\frac{1}{1+c}$$

с аналогичными выражениями энергии в объемном образце $E=\dfrac{me^4}{2\varepsilon_1\hbar^2}$ и в тонкой пленке [1]

$$E(d)=\frac{me^4}{2\varepsilon_1^2\hbar^2}\left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_1+\varepsilon_2}\right)^2\frac{8}{1+d/a_0},$$

где толщина пленки $d \ll a_0$, $a_0 = \dfrac{\hbar^2(\varepsilon_1+\varepsilon_2)}{me^2}$ — эффективный боровский радиус в пленках, $\varepsilon_1 > \varepsilon_2$—диэлектрические проницаемости соответственно пленки и среды. Нетрудно убедиться непосредственным сравнением, что как в тонких пленках, так и в тонких нитях $E(a)$ может существенно превышать объемное значение. В свою очередь, при $\varepsilon_1 = 2\varepsilon_2$ $E(a)$ превышает также $E(d)$. Заметим, что в случае $\varepsilon_1 \sim \varepsilon_2$ с является величиной одного порядка с квантовым дефектом, который фигурирует в выражении энергии экситона Ваннье-Мотта для размерно-квантованной нити в модели усредненного одномерного кулоновского потенциала [7].

Таким образом, характерные для кулоновской задачи расстояния вдоль оси нити имеют порядок $a_2 = \varepsilon_2\hbar^2/me^2$. Согласно условию $a_1 \gg a$, при $|z| \gg a$ в интеграле (1) существенны такие k, для которых $ak \ll 1$. Характерные значения ρ удовлетворяют условию $\rho \lesssim a$, т. е. $\rho \ll a_1$. Из вышеизложенного следует, что в первом приближении вместо (1) имеем

$$V_0 = -\frac{e^2}{\varepsilon_1|z|} - \frac{2e^2(\alpha-1)}{\pi\varepsilon_1}\int \cos kz \,\frac{\ln\dfrac{1}{ak}}{1+\alpha(ak)^2\ln\dfrac{1}{ak}}\,dk. \tag{5}$$

Ниже рассматривается случай $\alpha\left(\dfrac{a}{z}\right)^2 \ln\dfrac{|z|}{a} \ll 1$, когда выражение (5) существенно упрощается:

$$V_0 = -\frac{e^2}{\varepsilon_2|z|}. \tag{6}$$

Оставшаяся часть потенциала имеет вид

$$V_1 = e^2\left\{\frac{1}{\varepsilon_2|z|} - \frac{1}{\varepsilon_1\sqrt{\rho^2+z^2}} - \right.$$
$$\left. - \frac{2(\alpha-1)}{\varepsilon_1\pi}\int \cos kz\,\frac{K_0(ak)K_1(ak)I_0(k\rho)}{\alpha K_0(ak)I_1(ak)+K_1(ak)I_0(ak)}\,dk. \right. \tag{7}$$

Она дает ощутимый вклад в (1) лишь в области $z \lesssim a \ll a_1$. При условии $a_1 \gg a$ уравнение Шредингера распадается на два уравнения, одно из которых описывает движение электрона вдоль оси z с одномерным кулоновским потенциалом взаимодействия V_0, а второе — движение в плоскости нити в двумерной бесконечно глубокой яме.

Решая эти уравнения движения, нетрудно найти уровни энергии и общие волновые функции связанных состояний электрона:

$$E^{(0)}_{n,l,l} = \omega_{nl} - \frac{me^4}{2\varepsilon_2^2\hbar^2 l^2}, \tag{8}$$

$$\psi^{(0)}_{n,l,l} = \frac{1}{(a_2 l)^{l/2}}\exp\left(\frac{-z}{a_2 l}\right)\frac{2z}{a_2 l}\,F\left(-l+1,\ 2,\ \frac{2z}{a_2 l}\right)\varphi_{n,l}(\rho,\ \varphi), \tag{9}$$

где $l = 1, 2, \ldots$ — главное квантовое число одномерной кулоновской задачи.

Из (8) видно, что под дном каждой подзоны размерного квантования возникают локализованные (в первом приближении) уровни энергии электрона. И поскольку в данном случае, в отличие от тонких пленок, энергия подзоны $\omega_{n,\,l}$ зависит от двух квантовых чисел, классификация уровней здесь иная. Свойство перемежания нулей функции Бесселя не позволяет $\omega_{n,\,l}$ возрастать монотонно с n, а допускает возрастание только при определенных комбинациях n и i. Например, первые пять уровней характеризуются следующими парами n и i: $E_{0,1,l}$, $E_{1,1,l}$, $E_{2,1,l}$, $E_{0,2,l}$, $E_{1,2,l}$.

Рассмотрим теперь эффекты, связанные с учетом возмущения V_1 в (1). Как известно, по природе своей кулоновские уровни в одномерном случае не вырождены, и поэтому V_1 приводит только к сдвигу этих уровней, в отличие от двумерного случая тонкой пленки, где происходит также расщепление уровней. Найдем сдвиг $\Delta E_{n,\,l,\,l}$. В первом порядке теории возмущений

$$\Delta E_{n,\,l,\,l} = \int \psi^{(0)}_{n,\,l,\,l}\, V_1\, \psi^{(0)}_{n,\,l,\,l}\, \rho d\rho d\varphi dz.$$

Подставляя сюда соответствующие выражения из (7) и (9), находим

$$\Delta E_{n,\,l,\,l} = \frac{2me^4}{\varepsilon_2^2 \hbar^2 l^2}\left(\frac{a}{a_2}\right)^2 \left\langle 1 - \frac{1}{\alpha}\left[\sqrt{1+x^2} - \frac{\alpha-1}{\alpha+1}\sqrt{3-x^2}\right]\right\rangle_{n,\,l,\,l;\,n,\,l,\,l}, \tag{10}$$

где угловые скобки означают усреднение V_1 по поперечным функциям $\varphi_{n,\,l}(\rho,\ \varphi)$, $x = \rho/a$.

Как видно из (10), уровни энергии сдвигаются на величину второго порядка малости по параметру a/a_2. Малость второго порядка $\Delta E_{n,\,l,\,l}$ есть результат обращения в нуль кулоновских волновых функций при $z \to 0$, так как для близких к нулю значений z V_1 не успевает существенным образом повлиять на волновые функции.

С другой стороны, поскольку все подзоны, кроме первой, лежат на фоне непрерывного спектра нижних подзон, то, в принципе, под влиянием возмущения V_1 возможны переходы (распады состояний, приводящие тем самым к размытию уровней) с вышестоящих подзон на нижние. Однако по соображениям симметрии вышеуказанные переходы в отличие от случая пленок связаны с диагональными по n матричными элементами, и поэтому картина уширения уровней в тонких нитях меняется как количественно, так и качественно.

Вычислим ширину уровней по теории возмущений. Из вышеуказанного следует, что переходы с $\Delta n \neq 0$ запрещены, следовательно, энергетические уровни первых трех подзон не обладают шириной. Вычислим вероятность распада состояний $n = 0$, $i = 2$, l. Волновая функция начального состояния описывается выражением (9). Волновая функция конечного состояния, относящаяся к подзоне с $n = 0$, $i = 1$ для непрерывного спектра и нормированная на δ-функцию от энергии, имеет вид

$$\psi_{k,0,1}=\frac{2\pi^{1/2}}{a_2^{1/2}}\frac{k^{1/2}\exp\left(\frac{\pi}{2a_2k}\right)}{\operatorname{sh}^{1/2}\frac{\pi}{a_2k}}z\exp(-ikz)\sqrt{\frac{m}{2\pi\hbar^2k}}\times$$

$$\times F\left(\frac{i}{a_2k}+1,\ 2,\ 2ikz\right)\varphi_{n,l}(\rho,\ \varphi), \qquad (11)$$

где $k\sim 1/a$.

При вычислении $V_{021,\,k\,01}$ мы пользовались малостью параметра $1/a_2k$ и тем, что V_1 существенно отлично от нуля при $z\lesssim a$. Окончательно для $\Gamma_{0,2,l}$ получаем

$$\Gamma_{0,2,l}=\frac{2^6me^4}{l^3\varepsilon_2^2\hbar^3\varkappa}\left(\frac{a}{a_2}\right)^3J^2, \qquad (12)$$

$$J=\left\langle\frac{1}{a}\left[x^2K_1(\varkappa x)+\frac{a-1}{a+1}x\sqrt{2-x^2}\,K_1(\varkappa x\sqrt{2-x^2})\right]\right\rangle_{01,02},$$

$$\varkappa=\sqrt{(\lambda_2^0)^2-(\lambda_1^0)^2}.$$

Оценка для отношения $\Gamma_{0,2,l}$ к разности уровней $E_{0,2,1}-E_{2,1,1}$ дает величину порядка $(a/a_2)^3$.

Таким образом, заряженные примеси в тонких нитях образуют квазистационарные уровни энергии под дном каждой подзоны размерного квантования, которые, в свою очередь, начиная с уровня $n=0$, $i=2$, обладают также конечной шириной. Существование этих уровней можно обнаружить, например, с помощью оптического поглощения света. В спектре поглощения света, поляризованного в плоскости оси нити, должны присутствовать линии, ответственные за переходы $E_{n,i,l}\to E_{n',i',l'}$. Вычисление вероятности перехода, например, $011\to 021$, дает

$$W_{011,021}=\frac{2\cdot 3^2e^2a_2^2E_z^2}{\hbar^2}\frac{\Gamma_{0,2,1}/2}{(\Delta-\omega)^2+\frac{1}{4}\Gamma_{0,2,1}^2}\langle J_0(qxa)\rangle_{011,021}, \qquad (13)$$

где ω — частота света, $\Delta=E_{021}-E_{011}$, E_z — z-компонента электрического поля волны, q — импульс фотона.

Выражение (13) нужно сравнить с W_i, т. е. с вероятностью ионизации уровня 011 частотой ω (с интенсивностью фона, на который накладывается узкая линия поглощения). Для W_i имеем

$$W_i=\frac{2^{9/2}\pi e^2\hbar^4E_z^2}{a_2^3m^{5/2}(\hbar\omega-E(a))^{7/2}}\langle J_0(qxa)\rangle_{01,01}. \qquad (14)$$

В заключение приведем оценки для широко используемых в оптоэлектронике полупроводниковых соединений типа $A^{III}B^{V}$. Так, например, для образцов $InSb$ с $m=0{,}014$, $\varepsilon_1=17{,}7$, полагая $\varepsilon_2\sim 5$, $a\sim 5$ нм, для интересующих нас величин соответственно имеем $\omega\sim 10^{15}$ с$^{-1}$, $E(a)\sim 100$ K, $\Gamma_{0,2,1}\sim 10^8$ с$^{-1}$. Отношение интенсивности поглощения в

центре линии к интенсивности фона $W_{011,\,021}/W_l \sim 10^2$, что говорит в пользу реальности экспериментального обнаружения исследуемых квазистационарных состояний.

Автор благодарен Э. М. Казаряну за руководство работой и обсуждения результатов.

Ереванский политехнический
институт им. К. Маркса

Поступила 29. XII. 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. *А. В. Чаплик, М. В. Энтин.* ЖЭТФ, 61, 2496 (1971).
2. *В. Н. Богомолов.* УФН, 124, 171 (1978).
3. *Н. Б. Брандт и др.* ЖЭТФ, 72, 2332 (1977).
4. *В. С. Бабиченко, Л. В. Келдыш, А. П. Силин.* ФТТ, 22, 1238 (1980).
5. *Л. Д. Иваненко, А. А. Соколов.* Классическая теория поля, ГИТТЛ, Л., 1949.
6. *R. Loudon.* Amer. J. Phys., 27, 649 (1959).
7. *С. Л. Арутюнян, Э. М. Казарян.* Изв. АН АрмССР, Физика, 12, 16 (1977).
8. Справочник по специальным функциям. Изд. Наука, М., 1979.

ԲԱՐԱԿ ՔՎԱՆՏԱՑՎԱԾ ԹԵԼԵՐՈՒՄ ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ԽԱՌՆՈՒՐԴԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԻ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆԸ

Հ. Ա. ԱՀԱՐՈՆՅԱՆ

Աշխատանքում դիտարկված է էլեկտրոնների և լիցքավորված խառնուրդների փոխազդեցությունը բարակ կիսահաղորդչային թելերում՝ ենթադրելով, որ թելի շառավիղը անհամեմատ փոքր է զանգվածային նմուշներում խառնուրդի Բոհի էֆեկտիվ շառավղից և հաշվի առնելով թելը շրջապատող միջավայրի լիցքերի ստեղծած դաշտը, ստացված է տեղայնացված դոնորային վիճակների ակտիվացման էներգիայի արտահայտությունը։ Ցույց է տրված, որ այն կարող է էապես գերազանցել համապատասխան արժեքը ինչպես զանգվածային նմուշներում, այնպես էլ բարակ թաղանթներում։ Գրգռումների տեսությամբ հաշվված են նաև քվազիստացիոնար մակարդակների գծերի շեղումները և լայնացումները։ Կոնկրետ կիսահաղորդիչների համար կատարված թվային գնահատումները ցույց են տալիս, որ օպտիկական չափումների միջոցով հնարավոր է վերահիշյալ քվազիստացիոնար վիճակների փորձնական հայտնաբերումը։

THEORY OF CHARGED IMPURITY STATES IN THIN QUATIZED THREADS

K. G. AHARONYAN

The interaction between electrons and ionized impurities in thin semiconductor threads is considered, assuming the thread radius to be much smaller than the effective Bohr radius of the impurity in a massive sample and taking into account the field induced by charge carriers in the surrounding medium. An expression for the activation energy of localized donor state was obtained under the above conditions and its excess over the values of activation energy in bulk and film samples was shown. The shifts and breadths of quasistationary level lines were calculated in the first perturbation theory approximation. The obtained numerical estimates point to the possibility of experimental observation of quasistationary states by means of optical methods.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 16, 268—272 (1981)

ДВИЖЕНИЕ НЕЙТРАЛЬНОГО ГАЗА В E-СЛОЕ ИОНОСФЕРЫ И ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЕ СОСТОЯНИЕ ОКОЛОЗЕМНОГО КОСМИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА

Ю. С. ВАРДАНЯН

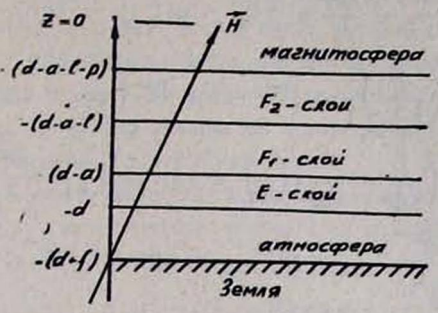
С учетом амбиполярной диффузии в верхних слоях ионосферы, электропроводности и горизонтальной составляющей магнитного поля Земли изучается электродинамическое состояние околоземного космического пространства, обусловленное движением нейтрального газа в динамо-области ионосферы.

Известно, что верхние слои Земли обладают хорошей проводимостью и что ее радиус R_3 и высота ионосферного слоя намного больше толщины нейтральной атмосферы. Отсюда ясно, что электромагнитные процессы, протекающие в верхних слоях ионосферы и в недрах Земли, должны взаимодействовать через атмосферу и иметь взаимное отражение. Таким образом, необходимо решить самосогласованную задачу для всей длины силовой линии магнитного поля Земли, пронизывающей проводящую Землю и окружающее ее пространство.

С другой стороны, в области F ионосферы в отличие от области E атомные ионы являются основными, и поэтому ионно-молекулярные реакции определяют как фотохимию области, так и скорость уничтожения электронов. По мере увеличения высоты возрастает роль процесса диффузии, пока наконец в области выше максимума слоя F_2 этот процесс не начинает определять распределение ионов даже в дневное время. В области максимума слоя F_2 скорость диффузии ионов и электронов через нейтральный газ (амбиполярная диффузия) примерно равна скорости уничтожения ионов в фотохимических процессах, так что механизмы переноса влияют одновременно на концентрацию как ионов, так и электронов, т. е. не существует принципиального различия между фотохимией слоев F_1 и F_2 ионосферы. Основное различие между областями F_1 и F_2 состоит во вкладе процесса амбиполярной диффузии.

В настоящей работе рассматривается влияние «атмосферного динамо» на электродинамическое состояние околоземного космического пространства с учетом электропроводности и горизонтальной составляющей магнитного поля Земли, а также процессов переноса в верхних слоях ионосферы. Поскольку характерные размеры малы по сравнению с радиусом Земли, предлагается плоская многослойная модель проводящей Земли и околоземного космического пространства, симметричная относительно оси $z = 0$ (на рисунке представлено только южное полушарие). Слой бесконечно проводящей плазмы (магнитосфера) расположен между поверхностями $z = \pm (d - a - l - p)$ и соприкасается со слабо ионизированным газом в слое $d - a - l - p \leqslant |z| \leqslant d$, плоскости $z = \pm d$ представля-

ют собой границы между слабо ионизированным и нейтральным газом (атмосферой). E- и F_1-, F_1 и F_2- ионосферные слои отделяются друг от друга соответственно плоскостями $z = \pm (d—a)$, $z = \pm (d—a—l)$, границы между атмосферой и Землей определяются плоскостями $z = \pm (d+f)$. Рассматривается магнитное поле вида $\mathbf{H} = \{\operatorname{sgn} z \cdot H_x, 0, H_z\}$ (см. рисунок), представляющее собой дипольное поле.



Пусть имеется мелкомасштабное геострофическое движение нейтрального газа в слое E со скоростью $\mathbf{W}$. Тогда благодаря явлению динамо возникнут электрические поля и токи, текущие по электропроводным слоям системы. Поскольку здесь, в отличие от использованной в [1, 2] схемы задачи, присутствует F_2-слой (и атмосфера ограничена снизу, а также учитывается электропроводность Земли), выпишем линеаризованные уравнения стационарного движения ионов и электронов, где определяющим фактором является взаимодействие с нейтралами, только для слоя F_2:

$$eN_0\left\{-\nabla\psi + \frac{1}{c}[\mathbf{v}_i\,\mathbf{H}]\right\} = \gamma_{in}\mathbf{v}_i + N_i m_i g + P_i,$$

$$-eN_0\left\{-\nabla\psi + \frac{1}{c}[\mathbf{v}_e\mathbf{H}]\right\} = \gamma_{en}\mathbf{v}_e + N_e m_e g + P_e,$$

$$\operatorname{div} N_0\mathbf{v}_i = q - r + D, \quad \operatorname{div} N_0\mathbf{v}_e = q - r + D.$$

Здесь N_0 — невозмущенная концентрация электронов и ионов, $\mathbf{v}_i$ и $\mathbf{v}_e$ — скорости ионов и электронов, ψ — потенциал электрического поля, $\mathbf{H}$ — напряженность магнитного поля Земли, $\gamma_{in}(\gamma_{en})$ — частота соударений ионов (электронов) с нейтралами, $P_{i,\,l}$ и D — слагаемые, учитывающие амбиполярную диффузию.

В атмосфере из-за стационарности рассматриваемой задачи можно пренебречь не только токами проводимости, но и токами смещения. Следовательно, потенциал электрического поля будет удовлетворять уравнению Лапласа $\Delta\psi = 0$.

Подставив в уравнение непрерывности электрического тока

$$\operatorname{div}\mathbf{j} = \operatorname{div} eN_0(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e) = 0$$

скорости электронов v_e и ионов v_i, найденные из соответствующих уравнений движения электронов и ионов, для потенциала ψ соответственно в E-, F_1- и F_2-слоях получим следующие уравнения:

$$\psi''_{1xx} + \frac{m^2}{\lambda_i \lambda_e}\psi''_{1yy} + m^2\psi''_{1zz} - \operatorname{sgn} z \cdot 2m\psi'_{1zx} -$$

$$-\left(\operatorname{sgn} z \frac{m^2}{H_n} - \frac{N'_z}{N}m^2\right)\psi'_{1z} + m\left(\frac{1}{H_n} - \operatorname{sgn} z \frac{N'_z}{N}\right)\psi'_{1x} =$$

$$= \Lambda\left\{\frac{H_z}{c}\left(\frac{m}{\lambda_i \lambda_e}\right)\left[\operatorname{rot}_z \mathbb{W} \cdot m + W_y\left(\frac{1}{H_n} + \operatorname{sgn} z \frac{N'_z}{N}\right)\right]\right\} -$$

$$- g\frac{H_z}{c}\left[\left(\frac{1}{\gamma_{in}} - \frac{1}{\gamma_{en}}\right)\left(\frac{1}{H_n} - \operatorname{sgn} z \frac{N'_z}{N}\right)\right]\frac{m^2}{\lambda_i + \lambda_e}, \qquad (1)$$

$$\psi''_{2xx} + \frac{m^2}{\lambda_i \lambda_e}\psi''_{2yy} + m^2\psi''_{2zz} - \operatorname{sgn} z \cdot 2m\psi''_{2zx} -$$

$$-\left(\operatorname{sgn} z \frac{m^2}{H_n} - \frac{N'_z}{N}m^2\right)\psi'_{2z} + m\left(\frac{1}{H_n} - \operatorname{sgn} z \frac{N'_z}{N}\right)\psi'_{2x} =$$

$$= -g\frac{H_z}{c}\left[\left(\frac{1}{\gamma_{in}} - \frac{1}{\gamma_{en}}\right)\left(\frac{1}{H_n} - \operatorname{sgn} z \frac{N'_z}{N}\right)\right]\frac{m^2}{\lambda_i + \lambda_e}, \qquad (2)$$

$$\psi''_{3xx} + \frac{m^2}{\lambda_i \lambda_e}\psi''_{3yy} + m^2\psi''_{3zz} - \operatorname{sgn} z \cdot 2m\psi''_{3zx} -$$

$$-\left(\operatorname{sgn} z \frac{m^2}{H_n} - \frac{N'_z}{N}m^2\right)\psi'_{3z} + m\left(\frac{1}{H_n} - \operatorname{sgn} z \frac{N'_z}{N}\right)\psi'_{3x} =$$

$$= -g\frac{H_z}{c}\left[\left(\frac{1}{\gamma_{in}} - \frac{1}{\gamma_{en}}\right)\left(\frac{1}{H_n} - \operatorname{sgn} z \frac{N'_z}{N}\right)\right]\frac{m^2}{\lambda_i + \lambda_e} + P, \qquad (3)$$

где $\lambda_{i,e} = \dfrac{eH_z}{m_{i,e}} \cdot \dfrac{1}{c} \cdot \dfrac{1}{\gamma_{i,e,n}}$ являются разными в (1)—(3) из-за неоднородности ионосферы, $\gamma_{i,e,n} = \gamma_{i,e,0} \exp\left[-\dfrac{1}{H_n}(d - |z|)\right]$ — частота соударений электронов (ионов) с нейтралами, $H_n = kT_n/m_n g$ — высота однородной атмосферы, скорость $\mathbb{W}$ нейтрального газа в E-слое удовлетворяет уравнению $\operatorname{div} \mathbb{W} = 0$, $m = H_z/H_x$, P — член, ответственный за амбиполярную диффузию в F_2-слое [3], $N_n = N_0 \exp\left[-\dfrac{1}{H_n}(d - |z|)\right]$ — плотность нейтральных молекул. При ковращении, когда движение нейтрального газа в торцах ячейки (соответствующее движению нейтралов в E-слое северного и южного полушарий) одинаково, $\Lambda = 1$, а при антивращении, когда соответствующее движение противоположно, $\Lambda = -\operatorname{sgn} z$.

Решение уравнений (1)—(3) ищем для

$$\mathbb{W} = \left\{\frac{W_0}{k_1} \cdot \sin k_1 x \cdot \sin k_2 y,\ \frac{W_0}{k_2} \cdot \cos k_1 x \cdot \cos k_2 y\right\},$$

т. е. фурье-разложений W_x и W_y по координатам x и y. Землю считаем идеально проводящей. Значит на границе между атмосферой и Землей $\psi = 0$. Остальные граничные условия те же, что и в [1, 2], поэтому нет необходимости особо на них останавливаться.

Разность скоростей ионов и электронов в ионосфере создает электрический ток $\mathbf{j} = lN_0(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e)$, причем $\mathbf{v}_i$, $\mathbf{v}_e$ выражаются через потенциал ψ, скорость нейтралов $\mathbf{W}$ и амбиполярную диффузию. При антивращении по силовым линиям магнитного поля течет электрический ток. В этом можно убедиться, беря ротор от обеих частей уравнения Эйлера для плазмы $-\nabla p + 1/c\,[\mathbf{jH}] = 0$ и используя условие $\operatorname{div} \mathbf{j} = 0$. Аналогичным образом можно показать, что электрический ток через магнитосферу при ковращении отсутствует.

Известно, что ионосферные токи, определяемые физическими параметрами ионосферы, в свою очередь влияют на величину последних. В рассматриваемой модели из уравнений

$$\operatorname{div} N\mathbf{v}_i = -\alpha(n_i + n_e), \quad -\Delta\psi_1 = 4\pi e(n_i - n_e) \text{ в } E\text{-слое},$$
$$\operatorname{div} N\mathbf{v}_i = q - r, \quad -\Delta\psi_2 = 4\pi e(n_i - n_e) \text{ в } F_1\text{-слое},$$
$$\operatorname{div} N\mathbf{v}_i = q - r + P_d, \quad -\Delta\psi_3 = 4\pi e(n_i - n_e) \text{ в } F_2\text{-слое}$$

можно непосредственно найти возмущение плотности заряженных частиц n_i и n_e во всем ионосферном слое. Здесь $q = q_0 \exp\left[-\frac{1}{H_n}(d - |z|)\right]$ — чепменовское распределение скорости ионизации, α — коэффициент рекомбинации положительных ионов с электронами в E-слое, $r = a_r NN_n$, a_r — коэффициент прилипания электронов к нейтралам, P_d — диффузионный член в F_2-слое.

Такая постановка задачи имеет большое значение для изучения физических явлений, происходящих в Земле и ее оболочке. Отметим, что магнитные поля, создаваемые ионосферными токами (вариации основного земного магнитного поля), используются для целей разведки и изучения внутреннего строения Земли [4], а ионосферные неоднородности играют большую роль в долгосрочном прогнозировании космической радиосвязи [5].

При реальных параметрах ионосферы численные расчеты показали, что учет электропроводности Земли и процессов амбиполярной диффузии в верхних слоях ионосферы вносит ощутимую поправку в значения вычисленных ранее в [1] электрических полей и продольных токов, перестраивающих ионосферу. Оказалось, что при постоянной скорости нейтралов $\mathbf{W}$ имеется обратная экспоненциальная зависимость значений электрических полей, токов и возмущения плотности заряженных частиц от высоты атмосферы. При этом амбиполярная диффузия вносит отрицательный вклад в значения электрических полей и возмущения плотности n_i, n_e и положительный вклад в значения электрических токов.

Автор выражает благодарность Б. А. Тверскому за обсуждение результатов.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 14. XI. 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ю. С. Варданян.* Геомагнетизм и аэрономия, 17, 1012 (1977).
2. *Л. М. Алексеева, Ю. С. Варданян, Б. А. Тверской.* Геомагнетизм и аэрономия, 9, 437 (1969).
3. *V. C. A. Ferraro.* Terr. Magn. Atmos. Elect., 50, 215 (1945).
4. *Е. В. Трейн.* Сб. «Космическая геофизика», Изд. Мир, М., 1976.
5. Геомагнитные пульсации. Под ред. Б. А. Тверского, Изд. Наука», М., 1973.

ԻՈՆՈԼՈՐՏԻ E–ՇԵՐՏԻ ՉԵՋՈՔ ԳԱԶԻ ՇԱՐԺՈՒՄԸ ԵՎ ՄԵՐՋԵՐԿՐՅԱ ՏԻԵԶԵՐԱԿԱՆ ՏԱՐԱԾՈՒԹՅԱՆ ԷԼԵԿՏՐԱԴԻՆԱՄԻԿԱԿԱՆ ՎԻՃԱԿԸ

Յու. Ս. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ

Հաշվի առնելով իոնոլորտի վերին շերտերում տեղի ունեցող ամբիպոլյար դիֆուզիան, նրկրի էլեկտրահաղորդականությունը և նրա մագնիսական դաշտի հորիզոնական բաղադրիչը, ուսումնասիրվում է մերձերկրյա տիեզերական տարածության էլեկտրադինամիկական վիճակը պայմանավորված իոնոլորտի դինամո-տիրույթի չեզոք գազի շարժումով։ Հաշվված են էլեկտրամագնիսական դաշտերը, հոսանքները։ Հաշվված են նաև լիցքավորված մասնիկների խտությունների գրգռումները։

THE MOTION OF NEUTRAL GAS IN THE *E*-LAYER OF IONOSPHERE AND THE ELECTRODYNAMIC STATE OF CIRCUMTERRANEOUS SPACE

Yu. S. VARDANYAN

Taking into account the ambipolar diffusion in the upper layers of the ionosphere as well as the conductivity and the horizontal component of the terrestrial magnetic field, the electrodynamic state of circumterraneous space due to the motion of neutral gas in the dynamo-domain of the ionosphere was studied.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 16, 273—277 (1981)

МЕХАНИЗМ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТИЦ ПО ВНУТРЕННИМ МИШЕНЯМ ЭЛЕКТРОННОГО СИНХРОТРОНА

Х. А. СИМОНЯН, А. Р. ТУМАНЯН

Рассмотрен механизм распределения частиц по мишеням синхротрона. Получена формула, позволяющая определить критические значения частот бетатронных колебаний, на которых происходит взаимное перекрывание мишеней. Определен диапазон частот бетатронных колебаний Ереванского синхротрона, в котором удобно регулировать распределение интенсивности ускоренного пучка между мишенями.

В работе [1] было показано, что при радиальном наведении ускоренного пучка одновременно на две (и более) внутренние мишени, расположенные в соседних фокусирующих промежутках электронного синхротрона с магнитной структурой типа FOFDOD, имеет место механизм «взаимного влияния» или «экранировки» мишеней друг друга и что степень этого влияния зависит от величины Q_r — числа бетатронных колебаний на обороте.

В настоящей работе проведено исследование эффекта «взаимного влияния» двух мишеней друг на друга при одновременном наведении ускоряемого пучка на них с целью выяснения возможности использования значения Q_r в качестве параметра перераспределения интенсивности ускоренного пучка между мишенями для вывода вторичных гамма-пучков из синхротрона.

В системе FOFDOD мишени обычно располагаются между фокусирующими магнитами. Если азимутальную координату первой мишени принять равной $S_1 = 0$, то вторая мишень будет иметь координату $S_2 = pl$, где $p = 1, 2, 3, \ldots, M-1$, l — длина периода градиента магнитной структуры кольцевого ускорителя, M — число таких периодов на кольце. Поэтому отклонения ускоряемых частиц по радиусу от реперной кривой в плоскостях $S_1 = 0$ и $S_2 = pl$ на k-ом обороте пучка описываются выражениями [1]

$$r(s_1, k) = r_{\text{зам}}(s_1, k) + A\cos[2\pi\Delta Q(k-1) + \alpha],$$
$$r(s_2, k) = r_{\text{зам}}(s_2, k) + A\cos[2\pi\Delta Q(k-1) + p\mu + \alpha]. \quad (1)$$

Введенные обозначения соответствуют обозначениям работы [1]: A и α — начальные ($k = 1$) амплитуда и фаза радиальных бетатронных колебаний частицы, $\Delta Q = |Q_r - m|$, m — ближайшее к Q_r целое положительное число, $\mu = 2\pi Q_r/M$. Функция $r_{\text{зам}}(s_i, k)$ описывает закон радиального наведения пучка на i-ую мишень.

Полагая, что частица, попавшая на мишень, всегда рождает γ-квант и выбывает в дальнейшем из ускорения, применим для анализа методику

«вращающегося круга», физический смысл которой описан в работе [1]. Напомним суть этой методики.

Начальный круг, являющийся эмиттансом пучка в плоскости $(r, r' \cdot \beta_{max})$ в сечении $S_1 = 0$, поворачивается на угол $p\mu$ (по направлению движения часовой стрелки) при переходе к сечению $S_2 = pl$, а через оборот пучка оказывается повернутым на угол $\varphi = 2\pi\Delta Q$ относительно начального положения.

Однако такое вращение не означает, что подведенная к пучку мишень «работает» подобно резцу на токарном станке. Вдвижение мишени в пучок равнозначно «вырезанию» сегмента круга, причем на каждом обороте такое вырезание происходит однократно. На каждом следующем обороте «вырезание» происходит в другом месте круга, смещенном относительно предыдущего на угол $\varphi = 2\pi\Delta Q$. При одновременной «работе» двух мишеней места одновременного (на данном обороте) «вырезания» определяются взаимным расположением мишеней по азимуту. Рис. 1 поясняет сказанное. Отсюда, например, видно, что при условии $\varphi = \mu$ первая мишень на

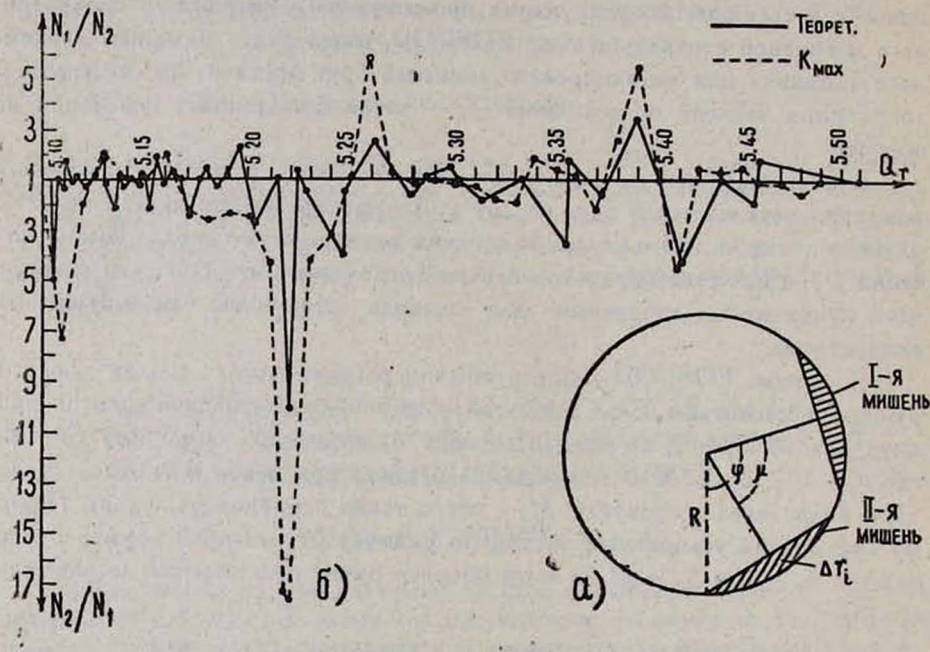


Рис. 1. *а*) Эмиттанс ускоренного пучка в плоскости $(r, \beta_{max} \cdot r')$. *б*) Распределение частиц по двум мишеням: кривая «k_{max}» получена при моделировании процесса наведения на ЭВМ; кривая «теорет.» вычислена на основе формулы (6).

каждом $(k+1)$-обороте «вырезает» круг только в тех местах, где вторая мишень уже произвела такое «вырезание» на k-ом обороте.

Физический смысл условия $\varphi = \mu$ заключается в том, что при одинаковом законе наведения ускоряемого пучка на обе мишени, равноудаленные от координатной кривой, на первую мишень попадают частицы только в том случае, если шаг наведения пучка остается неизменным только в те-

чение одного оборота (быстрое наведение). Если же полагать, что шаг наведения остается постоянным в течение двух или более оборотов, то на первую мишень, начиная с (k_0+1)-оборота, частицы попадать не будут вследствие полного динамического перекрытия или «экранировки» второй мишенью первой [1] (k_0 — номер оборота, при котором происходит первое вырезание круга, отсчитываемый с момента включения системы наведения).

Необходимость поддержания шага наведения постоянным в течение $3 \div 5$ оборотов (в зависимости от величины Q_r) обусловлена необходимостью обеспечения равномерности вывода γ-пучков. Как видно из рис. 1*а*, в течение этих оборотов «вырезание круга» происходит всегда в разных, достаточно удаленных друг от друга местах.

Следующий шаг вдвижения мишени в пучок всегда должен производиться только тогда, когда круг поворачивается к мишеням той стороной, где уже был произведен «вырез» на предыдущих оборотах. Обозначим места «вырезания круга» через α_1 и α_2 соответственно для первой и второй мишеней. Тогда первое вырезание круга произойдет в местах

$$\alpha_1(k_0) = 2\pi n_1 - 2\pi\Delta Q\,(k_0 - 1), \tag{2}$$

$$\alpha_2(k_0) = (2n_2 + \xi)\,\pi - 2\pi\Delta Q\,(k_0 - 1) - p\mu. \tag{3}$$

Здесь n_1, n_2 — целые положительные числа, значения которых подбираются так, чтобы выполнялось условие

$$0 \leqslant \alpha \leqslant 2\pi. \tag{4}$$

При этом если мишени расположены по одну сторону от координатной кривой (односторонние мишени), то в выражении (3) $\xi = 0$, а в случае разносторонних мишеней — $\xi = 1$.

Общее условие для определения мест (или точек) перекрытия одной мишенью другой находится из равенства

$$\alpha_1(k_1) = \alpha_2(k_2), \tag{5}$$

откуда можно определить критические значения частот бетатронных колебаний:

$$\Delta Q = \frac{M[(n_2 - n_1) + 0{,}5\,\xi] - pm}{M(k_2 - k_1) \pm p}. \tag{6}$$

Заметим, что при $(k_2 - k_1) > 0$ имеет место перекрытие первой мишенью второй, т. е. вторая мишень будет вырезать круг через каждые $|k_2 - k_1$ оборота всегда в тех местах, где уже произвела такие вырезания первая мишень на предыдущих оборотах. Аналогично, при условии $(k_2 - k_1) < 0$ вторая мишень «перекрывает» первую. Заметим также, что полные «перекрытия» одной мишенью другой будут иметь место только тогда, когда шаг наведения пучка по мишеням остается неизменным в течение каждых $|k_2 - k_1| + 1$ оборотов.

Другим интересным случаем является «собственное перекрытие», когда каждая из мишеней, начиная с некоторого оборота, всегда «вырезает» круг

в тех местах, где она же сама «вырезала» его на предыдущих оборотах. Очевидно, что при этом будет обеспечиваться соотношение интенсивностей, близкое к 1 : 1. Значения ΔQ, при которых происходит «собственное перекрытие», можно найти из соотношения (6) подстановкой $\xi = p = 0$.

Исследуя выражение (6) для Ереванского синхротрона ($m = 5$, $M = 24$, $p = 1$, $\xi = 0$), можно графически построить зависимость (рис. 16) отношения интенсивностей падающих частиц на односторонние мишени от изменения значения ΔQ в диапазоне $0 < \Delta Q < 0{,}5$ при сохранении $r_{зам} = \text{const}$ в течение $1 \div 8$ оборотов ускоряемого пучка. При этом если перекрытие имеет место при $|k_2 - k_1| = 1$, то значение отношения N_1/N_2 (или N_2/N_1) условно принято равным 10 (где N_1 и N_2 — соответственно числа частиц, попавших на первую и вторую мишени, а $N_0 = N_1 + N_2$ — число частиц в ускоряемом пучке). При $|k_2 - k_1| > 1$ значения отношения интенсивностей показаны на графике соответственно пропорционально уменьшенными значениями.

С целью количественной оценки влияния шага наведения пучка на мишени нами проведены расчеты на ЭВМ БЭСМ-6М. В основу расчетов было положено равномерное распределение частиц по «вращающемуся

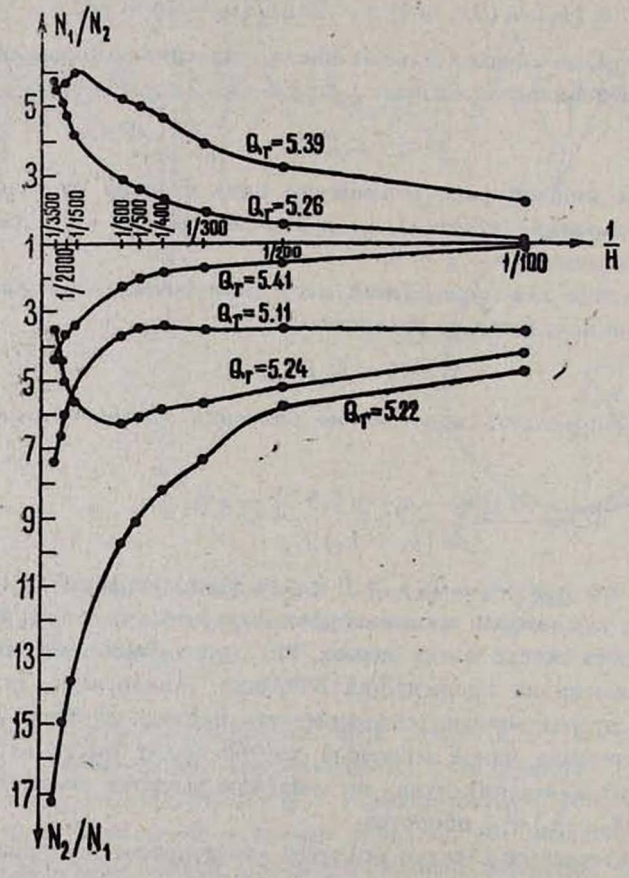


Рис. 2. Распределение частиц по двум мишеням в зависимости от полного числа оборотов H для различных значений Q_r.

кругу» радиуса $A = 1$, причем в каждом концентрическом кольце одинаковой толщины число частиц также предполагалось одинаковым, равномерно распределенным по периметру кольца.

Число частиц, попавших на мишень при данном акте «вырезания» части круга, подсчитывалось путем определения площади отсекаемой части по специальному алгоритму. При этом вычислялись величины отношений N_1/N_2 (или N_2/N_1) для двух односторонних мишеней в зависимости от значения ΔQ, и шага наведения.

Результаты расчета, приведенные на рис. 2, соответствуют случаю, когда наведение по мишеням проводится с постоянным шагом $\Delta r = \text{const}$ за каждый оборот ускоряемого пучка (т. е. не учтены требования равномерности вывода) при изменении значений длительности вывода (k_{max}) в пределах $k_{max} = 100 \div 3500$ оборотов пучка с дискретностью $\Delta Q = 0{,}01$.

Из рис. 1 *б* и рис. 2 следует, что в обоих случаях критические значения ΔQ совпадают и что величина шага наведения заметно влияет на значение отношения (N_1/N_2). Из рисунков также можно заметить, что «удобным диапазоном» регулирования ΔQ для обеспечения перераспределения интенсивности между двумя мишенями в соотношении от 1 : 0 до 0 : 1 является, в частности для Ереванского синхротрона, диапазон $0{,}22 < \Delta Q < 0{,}26$ для односторонних мишеней и $0{,}239 < \Delta Q < 0{,}256$ для разносторонних мищеней.

Ереванский физический
институт

Поступила 25. III. 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. *Х. А. Симонян, А. Р. Туманян.* Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, Серпухов, 1977, т. 2, стр. 170.

ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԲԱՇԽՄԱՆ ՄԵԽԱՆԻԶՄԸ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՍԻՆՔՐՈՏՐՈՆԻ ՆԵՐՔԻՆ ԹԻՐԱԽՆԵՐԻ ՄԻՋԵՎ

Խ. Ա. ՍԻՄՈՆՅԱՆ, Ա. Ռ. ԹՈՒՄԱՆՅԱՆ

Աշխատանքում ուսումնասիրված է արագացված մասնիկների բաշխումը սինքրոտրոնի թիրախների միջև։ Ստացված է բանաձև՝ որը թույլ է տալիս որոշել բետատրոնային հաճախության այն կրիտիկական արժեքները, որոնց դեպքում կատարվում է թիրախների փոխադարձ էկրանացում։ Որոշված է բետատրոնային հաճախությունների այն տիրույթը, որում հարմար է փոփոխել արագացված փնջի ինտենսիվության բաշխումը թիրախների միջև։

PROCESS OF PARTICLE DISTRIBUTION OVER INTERNAL TARGETS OF THE YEREVAN SYNCHROTRON

Kh. A. SIMONIAN, A. R. TUMANIAN

The process of particle distribution over the synchrotron targets is considered. The formula is obtained which allows to determine the critical values of betatron oscillation frequencies, at which the mutual influence or "screening" takes place. It is also shown that by choosing the frequency of betatron oscillations one could control the distribution of the accelerated beam intensity over the targets.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 16, 278—281 (1981)

ЭФФЕКТИВНАЯ ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ ГЕНЕРАЦИЯ СВЕРХКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ СВЕТА В ЙОДАТЕ ЛИТИЯ

А. Г. АРУТЮНЯН, К. Б. ПЕТРОСЯН, К. М. ПОХСРАРЯН

Приведены результаты экспериментального исследования особенностей процесса вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) в кристалле йодата лития при пикосекундной накачке. Показано, что развитие процесса ВКР является основной причиной, ограничивающей эффективность параметрической сверхлюминесценции (ПСЛ) в генераторах пикосекундных импульсов на кристаллах йодата лития. Предложен способ повышения эффективности параметрического преобразования, вытекающий из особенностей процесса ВКР в йодате лития.

Для решения задач пикосекундной спектроскопии крайне важно создание и исследование эффективных пикосекундных параметрических генераторов света (ППГС) с широким диапазоном перестройки. В ППГС на кристаллах KDP и α-HIO_3 осуществлена перестройка в областях 800—1600 нм и 710—2050 нм с максимальной эффективностью соответственно 25% и 12% [1, 2]. В указанных кристаллах диапазон перестройки ограничен полосой прозрачности. В йодате лития благодаря широкой полосе прозрачности получена перестройка в области 608—4250 нм при накачке излучением второй гармоники лазера на гранате с неодимом [3]. Однако несмотря на большую эффективную нелинейность йодата лития энергетический КПД преобразования в параметрические волны не превысил 2—5%, а максимальная энергия преобразованного излучения составила 200 мкДж [2, 4]. Небольшой КПД преобразования в йодате лития связан с потерями энергии накачки на процесс ВКР, успешно конкурирующий с ПСЛ в этом кристалле [5].

Настоящая работа посвящена исследованию энергетических и угловых характеристик ВКР в йодате лития при пикосекундной накачке с целью выявления возможностей увеличения КПД преобразования в ПСЛ.

Эксперименты проводились на установке, схема которой приведена на рис. 1. В качестве задающего нами использовался генератор 1 на гранате

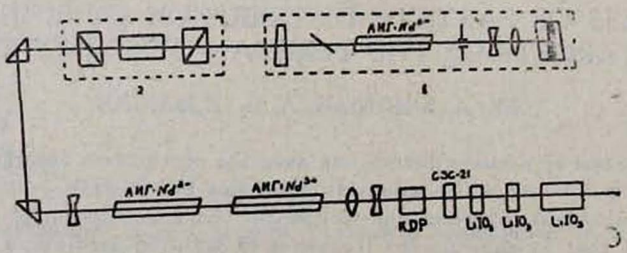


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

с неодимом, работающий в режиме пассивной синхронизации мод. Активный элемент имел размеры 5×50 мм² с торцами, скошенными под углом 5°. Накачка осуществлялась лампой ИФП-600. Активный элемент и лампа помещались в посеребряный кварцевый отражатель. Резонатор генератора длиной 1 м был образован двумя клиновидными подложками. Сапфировая подложка служила в качестве выходного зеркала, а на стеклянной подложке было напылено 100%-ое зеркало. В контакте со стопроцентным зеркалом находилась кювета с насыщающимся поглотителем, в качестве которого служил краситель 3955 в нитробензоле, прокачиваемый через кювету.

Для получения высокой стабильности пассивной синхронизации в резонатор помещался телескоп с двукратным линейным увеличением, причем расстояние между линзами выбиралось таким образом, чтобы устойчиво генерировалась только основная поперечная мода [6].

Генератор 1 излучал цуг ультракоротких импульсов. Цуг состоял из пяти-шести импульсов с временным интервалом 7 нс. С помощью электрооптического затвора Поккельса из цуга выделялся один импульс, который затем усиливался двумя каскадами усилителей на гранате с неодимом с размерами активных элементов соответственно ∅ 6×60 мм² и ∅ 8×80 мм². Отрицательная линза, помещенная перед первым усилителем, исключала возможность самофокусировки пучка как целого. Для получения необходимой плотности мощности после усиления диаметр пучка с помощью телескопа уменьшался в два раза.

Параметры пучка перед каскадами преобразования частоты были следующими: энергия—30 мДж, длительность—30 пс, диаметр—4 мм, расходимость—1 мрад, частота повторения импульсов—1 Гц.

Излучение на основной частоте удваивалось в кристалле KDP. Энергия второй гармоники составляла 18 мДж (коэффициент преобразования—60%). Излучение второй гармоники с длиной волны $\lambda = 532$ нм использовалось для накачки ППГС на кристаллах йодата лития, вырезанных под углом 30° к оптической оси (тип взаимодействия e-oo).

Характерной особенностью кристалла йодата лития, как уже указывалось выше, является его высокая комбинационная активность. Измеренный порог ВКР оказался ниже порога ПСЛ и составил 0,5 ГВт/см². Поэтому ПСЛ в йодате лития всегда сопровождается эффективными ВКР, что приводит к конкуренции этих двух процессов.

В обычной двухкристальной схеме ППГС [7] (использовались кристаллы йодата лития длиной 30 мм) суммарное преобразование по энергии в ПСЛ не превышало 2%. Это связано с тем, что после прохождения первого кристалла накачка заметно ослабляется из-за ВКР, поэтому во втором кристалле усиление ПСЛ незначительно. Таким образом, из-за больших дополнительных потерь накачки, возникающих за счет ВКР, обычная двухкристальная схема ППГС не дает возможности достигнуть высоких КПД преобразования.

Исследование угловых характеристик ВКР в условиях нашего эксперимента, где накачкой служил параллельный пучок, показало, что ВКР в йодате лития носит ярко выраженный неколлинеарный характер. Так, угло-

вое распределение ВКР в йодате лития длиной 15 мм при распространении накачки под углом $\theta = 30°$ к оптической оси показано на рис. 2. Верхняя часть картины рассеяния имеет вид симметричной плавной дуги и обусловлена излучением, распространяющимся в кристалле под углом $\sim 5°$ по отношению к направлению накачки. Нижняя часть картины — круглое пятно, которое смещено относительно направления накачки на угол $\sim 7°$.

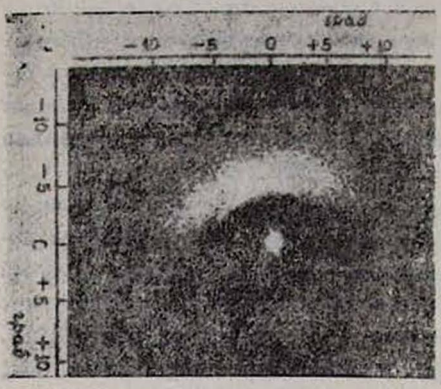


Рис. 2. Угловое распределение ВКР в йодате лития.

Исследование спектрально-угловых характеристик ВКР позволило предположить, что излучение в дуге связано с рассеянием на наклонных поляритонах, а в пятне — на оптических фононах. Однако детальная идентификация спектральных компонент неколлинеарного ВКР в йодате представляет собой самостоятельную задачу и выходит за рамки настоящей работы.

Энергетические измерения показали, что в излучение ВКР перекачивается значительная доля накачки. Так, в кристалле длиной 15 мм ВКР реализуется с КПД более 20%.

Полученные экспериментальные данные позволили сформулировать принцип построения оптической схемы ППГС на кристалле йодата лития: параметрическое преобразование осуществляется в последовательности коротких кристаллов (длиной порядка нескольких мм), расстояние между которыми выбирается таким, чтобы ВКР, возбуждаемое в одном кристалле, не попадало в апертуру накачки во втором кристалле и не усиливалось в нем.

Экспериментально нами был реализован один из вариантов такой схемы (см. рис. 1). Первый кристалл йодата лития в стандартной двухкристальной схеме был заменен на два пятимиллиметровых кристалла. Расстояние между кристаллами, выбранное на основе приведенных выше условий, составило 10 см. Измерения показали, что такая схема дает возможность получить КПД ПСЛ до 12% без изменения других характеристик излучения. Максимальное значение преобразованной энергии доведено при этом до 1 мДж.

В заключение отметим, что оптимизация предложенной оптической схемы даст возможность еще более увеличить энергетический выход ППГС на кристалле йодата лития.

НИИ физики конденсированных
сред ЕГУ

Поступила 25. X. 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. *П. Г. Крюков* и др. Квантовая электроника, 5, 2343 (1978).
2. *Р. Данелюс* и др. Квантовая электроника, 4, 2379 (1977).
3. *А. Г. Арутюнян* и др. Литовский физический сборник, 18, 255 (1978).

4. *П. Г. Крюков и др.* Квантовая электроника, 4, 211 (1977).
5. *В. Н. Крылов и др.* Письма ЖТФ, 5, 108 (1979).
6. *А. Н. Жерихин и др.* Квантовая электроника, 1, 377 (1974).
7. *A. H. Kung.* Appl. Phys. Lett., 25, 53 (1974).

ԼՈՒՅՍԻ ԳԵՐԿԱՐՃ ԻՄՊՈՒԼՍՆԵՐԻ ԷՖԵԿՏԻՎ ՊԱՐԱՄԵՏՐԻԿ ԳԵՆԵՐԱՑԻԱՆ ԼԻԹԻՈՒՄԻ ՅՈԴԱՏՈՒՄ

Ա. Հ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Կ. Բ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ, Կ. Մ. ՓՈԽՍՐԱՐՅԱՆ

Ներկայացված են լիթիումի յոդատում պարամետրիկ գերլյումինեսցենցիայի փորձնական հետազոտության արդյունքները։ Առաջարկված է պարամետրիկ գերլյումինեսցենցիայի էֆեկտիվությունը բարձրացնելու մեթոդ, որը հիմնված է ոչ կոլինեար ստիպողական կոմբինացիոն ցրման սահմանափակման վրա։

AN EFFICIENT PARAMETRIC GENERATION OF PICOSECOND LIGHT PULSES IN $LiIO_3$

A. H. HARUTYUNYAN, K. B. PETROSYAN, K. M. POKHSRARYAN

The results of an experimental investigation of the process of parametric uperluminescence in $LiIO_3$ are given. A method of increasing the efficiency of parametric superluminescence based on the suppression of non-collinear stimulated Raman scattering in $LiIO_3$ is proposed.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 16, 282—286 (1981)

ОСОБЕННОСТИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ РЕЛАКСАЦИИ НАИРИТА НТН

З. Г. САРКИСЯН, К. А. МОВСИСЯН, Г. Т. ОВАНЕСОВ

Изучены релаксационные процессы в аморфном и закристаллизованном полихлоропрене наирите НТН. Наличие атомов серы в молекулярной цепи эластомера приводит к появлению нового процесса — дипольно-сегментальной релаксации. Новый релаксационный максимум наблюдается выше температуры размораживания при основном релаксационном переходе из стеклообразного состояния в высокоэластическое. Для аморфного наирита НТН новый процесс дипольно-сегментальной поляризации выявлен в области высоких частот внешнего электрического поля, от 47,2 до 1500 кГц, а для закристаллизованного — в области частот от 0,5 до 15000 кГц.

Для эластомеров известны [1, 2] две основные температурные области максимума диэлектрических потерь, обусловленные поглощением энергии при дипольно-групповом и дипольно-сегментальном релаксационных процессах. Исследование диэлектрических релаксационных свойств позволяет охарактеризовать состав и строение полимерных систем [3—5]. Релаксационные свойства полимеров зависят от особенностей молекулярной и надмолекулярной структуры [3, 6, 7]. Кристаллизация полихлоропрена, как и других полимеров, приводит к ограничению подвижности элементов молекулярной цепи, что соответствует исключению части релаксирующих элементов эластомера из процесса релаксации или ограничению их подвижности.

Цель работы — исследование особенностей диэлектрической релаксации полихлоропрена наирита НТН в аморфном и частично-кристаллическом фазовых состояниях.

Исследованы диэлектрические характеристики аморфного и закристаллизованного из раствора при + 20°С полихлоропрена наирита НТН серного регулирования, полученного эмульсионной полимеризацией хлоропрена при + 10°С. Аморфизация наирита НТН производилась при температуре 80°С в течение 40 минут. Температурно-частотные зависимости диэлектрической проницаемости ε', фактора потерь ε'' и $\mathrm{tg}\delta$ диэлектрических потерь получены в температурной области релаксационного перехода из стеклообразного состояния в высокоэластическое (—50÷+20°С) при частотах внешнего электрического поля от 0,5 до 1500 кГц.

Диэлектрические характеристики измерялись в пленках, полученных испарением бензольного раствора полимера на алюминиевой фольге, используемой в качестве нижнего электрода конденсатора. Второй электрод прикреплялся с помощью вазелинового масла. Измерения температурных изменений параметров диэлектрической релаксации осуществлялись мостом переменного тока типа МЛЕ-1 и куметром «Тесла» типа ВМ-211.

На рис. 1*а, б* приведены температурные зависимости tgδ диэлектрических потерь аморфного (рис. 1*а*) и закристаллизованного (рис. 1*б*) наирита НТН. Как видно из рисунка, интенсивности максимумов tgδ диэлектрических потерь аморфного эластомера больше, чем закристаллизо-

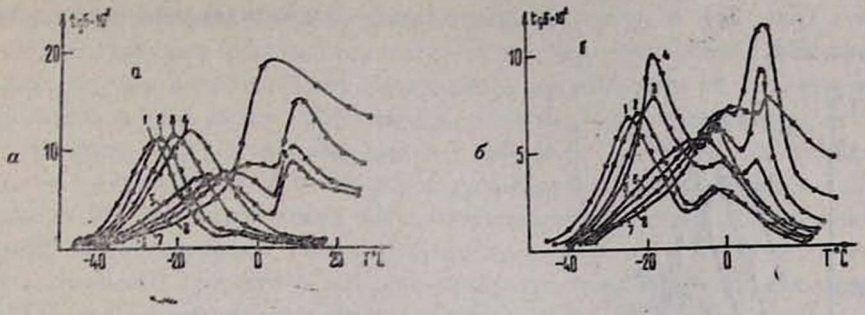


Рис. 1. Температурная зависимость tgδ диэлектрических потерь аморфного (*а*) и закристаллизованного (*б*) наирита НТН при частотах измерений (кГц): 1—0,5; 2—1; 3—5; 4—10; 5—47; 6—150; 7—472; 8—1500.

ванного. С повышением частоты электрического поля наблюдается характерное смещение положения максимума в область высоких температур. Для аморфного образца (рис. 1*а*, кривые 5—7) при высоких частотах, выше основного максимума диэлектрических потерь, наблюдается новый релаксационный максимум, который может быть результатом влияния серы в макромолекуле на дипольно-сегментальную поляризацию. По положению на температурной оси дополнительный релаксационный процесс может быть отнесен к поляризации сегментов, включающих между мономерными звеньями макромолекулы серу, и позволяет предположить значительное различие подвижностей двух типов сегментов, включающих серу и без нее.

Для закристаллизованного наирита НТН (рис. 1*б*) высокотемпературный максимум tgδ диэлектрических потерь наблюдается для всех частот электрического поля, при которых производились исследования. Новый максимум tgδ диэлектрических потерь выше основного релаксационного перехода на температурной оси связан с влиянием серы и надмолекулярной кристаллической структуры на особенности поляризации полимерной системы. Атомы серы в макромолекуле способствуют выявлению отличий внутримолекулярного теплового движения аморфной части полихлоропрена. Число возможных конформаций при переориентации под действием электрического поля аморфных макромолекул, часть которых входит в кристаллическую фазу, уменьшается. Ограничение, накладываемое при переориентации, является результатом закрепления одного конца или обоих концов макромолекулы в кристаллах [8] и влияния серы на дипольно-сегментальную подвижность, что приводит к выявлению нового максимума tgδ диэлектрических потерь не только при высоких частотах, но и при частотах измерений от 0,5 до 10 кГц (рис. 1*б*, кривые 1—4).

На рис. 2 приведены кривые зависимости мнимой (ε″) части диэлектрической проницаемости при различных температурах аморфного (рис. 2*а*)

и закристаллизованного (рис. 2б) наирита НТН от lgf, где f — частота внешнего электрического поля. Кристаллизация приводит к понижению значений диэлектрической постоянной ε' в исследованной области температур и частот электрического поля. Из кривых ε'' (lgf) (рис. 2а, б) видно наличие двух релаксационных процессов поляризации для аморфного наирита (рис. 2а) и трех процессов для закристаллизованного наирита (рис. 2б).

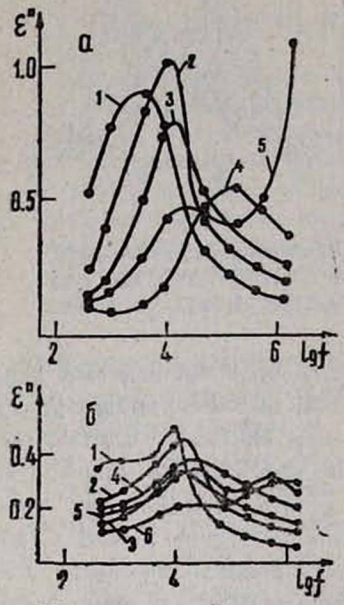


Рис. 2. Зависимость ε'' от $\lg f$ аморфного (а) и закристаллизованного (б) наирита НТН при температурах: 1 — — 20; 2 — —15; 3 — — 10; 4 — — 5; 5 — 0 и 6 — + 5°С.

Максимумы ε'' в зависимости от lgf смещаются в область высоких частот при повышении температуры. Из рис. 2б видно, что максимумы фактора потерь ε'' наблюдаются в трех частотных интервалах.

На рис. 3 представлена функция $\lg f_m = \varphi(1/T)$, построенная по результатам температурно-частотных исследований (T — температура максимума фактора потерь) ε'' по абсолютной шкале при частоте f_m для аморфного (кривая 1) и закристаллизованного (кривая 2) наирита НТН.

Наклоны кривых, по которым рассчитывается температурный коэффициент времен релаксации, отличаются для высокочастотной и низко-

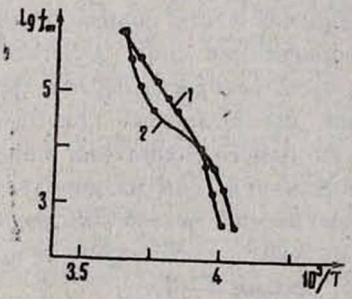


Рис. 3. Зависимость частоты максимума $f_{макс}$ от температуры для аморфного (кривая 1) и закристаллизованного (кривая 2) наирита НТН.

частотной областей. Для аморфного эластомера (рис. 3, кривая 1) кажущаяся энергия активации дипольно-группового процесса составляет

32,1 ккал/моль, а для дипольно-сегментального процесса — 68,8 ккал/моль. Для закристаллизованного эластомера (рис. 3, кривая 2) по зависимости $\lg f_m = \varphi(1/T)$ получено значение энергии активации дипольно-сегментального процесса, которое составляет 59,2 ккал/моль. В высокочастотной области криволинейность зависимости $\lg f_m$ от $1/T$, по-видимому, обусловлена наложением двух релаксационных процессов.

Из полученных результатов следует, что влияние серы в аморфном полихлоропрене наирите НТН проявляется на зависимости диэлектрических потерь в виде высокочастотного максимума выше температуры основного перехода из стеклообразного состояния в высокоэластическое (рис. 1*а*, кривые 5—7). Для закристаллизованного полихлоропрена новый максимум tgδ диэлектрических потерь наблюдается во всей исследованной области частот внешнего электрического поля (рис. 1*б*). Природа нового релаксационного процесса в закристаллизованном полихлоропрене наирите НТН при невысоких значениях частот электрического поля, по-видимому, аналогична полученной ранее [6, 7] для наирита РНП и полибромопрена изменением надмолекулярной кристаллической структуры путем отжига. Уменьшение подвижности частей макромолекул с закрепленными концами, обусловленное влиянием серы, достаточно, чтобы выявить дополнительный релаксационный процесс без изменения размеров дефектов кристаллической структуры с помощью отжига.

Из исследований зависимости кажущейся энергии активации релаксационных процессов поляризации следует, что, так же как для температурной зависимости tgδ диэлектрических потерь кристаллического наирита НТН, наличие дополнительного (третьего) релаксационного процесса в области основного перехода из стеклообразного состояния в высокоэластическое приводит к криволинейной зависимости $\lg f_m$ от $1/T$ и не поддается количественной оценке.

Три частотные области релаксационных процессов подтверждаются максимумами $\varepsilon'' = \varphi(\lg f)$ на рис. 2*б* для закристаллизованного полихлоропрена.

ВНИИПолимер

Поступила 11. VI. 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. *M. Matsuo et al.* Kolloid Z. und Z. für Polymer, 201, 89 (1965).
2. *В. П. Петросян, Ш. Т. Егуртджян.* Высокомол. соед., А9, 2461 (1967).
3. *Г. М. Бартенев, Ю. В. Зеленев.* Курс физики полимеров, Изд. Химия, Л., 1976.
4. *Г. П. Михайлов.* Успехи химии, 24, 875 (1955).
5. *Г. Фрёлих.* Теория диэлектриков, Изд. Иностр. лит., М., 1960.
6. *Г. Т. Ованесов* и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 12, 223 (1977).
7. *Г. Т. Ованесов* и др. Высокомол. соед., Б20, 487 (1977).
8. Физическая химия полимеров за рубежом, Изд. Мир, 1970, стр. 9.

ՆԱՒՐԻՏ ՀՏՀ-Ի ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿ ՌԵԼԱՔՍԱՑԻԱՅԻ ԱՌԱՆՁՆԱՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Ջ. Հ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ, Կ. Հ. ՄՈՎՍԻՍՅԱՆ, Գ. Թ. ՕՎԱՆԵՍՈՎ

Ուսումնասիրված են ռելաքսացիոն պրոցեսները ամորֆ և բյուրեղացված նաիրիտ ՀՏՀ *պոլիքլորոպրեններում։ Ծծմբի ատոմի գոյությունը էլաստոմերի մոլեկուլյար շղթայում բերում է դիպոլ-սեգմենտային ռելաքսացիայի նոր պրոցեսի հայտնաբերմանը։ Նոր ռելաքսացիոն մաքսիմումը դիտվում է ապասառեցման չերմաստիճանից բարձր, ապակենման վիճակից բարձրաէլաստիկին հիմնական ռելաքսացիոն անցման ժամանակ։ Ամորֆ նաիրիտ* ՀՏՀ*-ի համար դիպոլ-սեգմենտային ռելաքսացիայի նոր պրոցեսը հայտնաբերված է արտաքին էլեկտրական դաշտի բարձր հաճախությունների տիրույթում, իսկ բյուրեղացվածի համար՝ 0,5-ից 1500 կՀց հաճախությունների տիրույթում։*

THE FEATURES OF DIELECTRIC RELAXATION OF NAIRIT

S. H. SARKISYAN, K. H. MOVSESYAN, G. T. OVANESOV

Relaxation processes in the amorphous and crystallized polychloropren nairit have been studied. The presence of sulphur atoms in the molecular chain of the elastomer was shown to give rise to a new process of dipole-segmental relaxation. New relaxation maximum was observed above the temperature of defrosting when the main relaxation transition from a glassy to a high-elasticity state took place.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 16, 287—294 (1981)

ИЗОБРАЖЕНИЕ ИСТОЧНИКА РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПУЧКЕ, ДИФРАГИРОВАННОМ НА ИЗОГНУТОМ КРИСТАЛЛЕ

А. А. ПАПОЯН, П. А. БЕЗИРГАНЯН

Рассматривается вопрос рентген-дифракционного изображения источника полихроматического излучения рентгеновских лучей при их рассеянии на изогнутом кристалле. Показывается, что в отличие от неизогнутого кристалла, для которого расстояние источник-кристалл (L_0) равно расстоянию кристалл-действительное изображение источника (L_h), при падении излучения на выпуклую поверхность ($R < 0$) изогнутого кристалла независимо от L_0 всегда получается действительное изображение источника ($L_h > 0$) на расстоянии $L_h < L_0$. Если пучок рентгеновских лучей падает на вогнутую поверхность ($R > 0$), действительное изображение получается только при условии $L_0 < R\gamma/2$ на расстоянии $L_h > L_0$ (γ — направляющий косинус). При $R = \pm 1$ м экспериментально исследовано изображение источника полихроматического рентгеновского излучения в дифрагированном на кристалле пучке на различных расстояниях ΔL кристалл-фотопластинка. Обнаружено хорошее количественное согласие между экспериментальными и теоретическими результатами.

1. Введение

В последние годы теория рассеяния рентгеновских лучей на кристаллах развивается в основном в направлении учета влияния дефектов кристалла, а также влияния различных внешних воздействий на формирование конечной дифракционной картины. При этом развитие идет в двух направлениях. В первом [1—3] рассматривается первоначально идеальный кристалл, который под влиянием внешних или внутренних воздействий подвергался слабой деформации таким образом, чтобы его произвольную, довольно малую, область еще можно было считать идеальной. При другом, более общем, подходе кристалл с самого начала рассматривается как несовершенный (деформированный) [4, 5], и для нахождения распределения интенсивности на выходной поверхности кристалла вследствие дифракции необходимо решить систему линейных уравнений в частных производных. Однако эта система аналитически решается только в отдельных случаях деформационного поля, когда параметр деформации имеет относительно простой вид. С этой точки зрения самым простым случаем деформации является однородный изгиб, при котором задача динамической дифракции рентгеновских лучей аналитически полностью решается. Естественно, что в первую очередь должен рассматриваться именно этот случай. Исследований в этой области выполнено уже много [6—9] и обнаружен ряд новых динамических эффектов рассеяния рентгеновских лучей.

Проведение экспериментальных исследований в этой области необходимо как для проверки и подтверждения правильности теоретического под-

хода к решению той или иной задачи, так и для применения этих явлений в практических целях. Развитие этой области в целом поможет в дальнейшем рассмотреть дифракцию рентгеновских лучей на кристаллах с более сложным видом деформации, а в конечном итоге — вплотную приблизиться к решению задачи рассеяния рентгеновских лучей на зонах напряжения естественных нарушений и несовершенств.

Цель настоящей работы — исследование изображения источника рентгеновского излучения в дифрагированном по Лауэ на однородно изогнутом кристалле полихроматическом пучке. В связи с широким применением изогнутых кристаллов в качестве светосильных монохроматоров и кристалл-анализаторов высокого разрешения результаты настоящей работы могут быть полезными при решении различных задач рентгеноструктурного анализа, спектроскопии и дефектоскопии.

2. Методика эксперимента

Образец, использованный в эксперименте, вырезался из бездислокационного монокристалла Ge в виде плоско-параллельной пластины с размерами (после механической обработки) $40\times15\times0{,}8$ мм^3. С целью изучения влияния толщины кристалла на исследуемые явления в его центральной части путем механической шлифовки вырезалась клиновидная область протяженностью 15 мм вдоль оси (111) с углом клина 1,9°. Общий вид образца и его кристаллографическая ориентация показаны на рис. 1. Регистрировалось отражение (111).

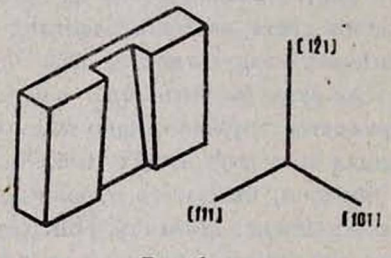


Рис. 1.

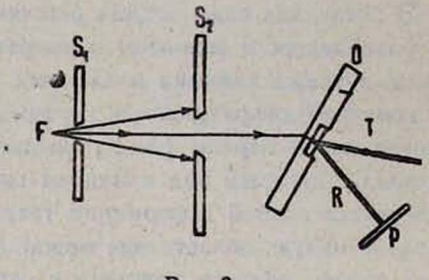


Рис. 2.

Рис. 1. Общий вид образца и его кристаллографическая ориентация.
Рис. 2. Схема эксперимента.

Плоско-параллельные области по обеим сторонам клина позволяли осуществлять однородный изгиб образца механическим четырехточечным способом при помощи устройства, описанного в [10]. После химической обработки образца толщина клина у основания составляла $\sim$ 500 мкм.

Вдоль линий раздела клиновидной области кристалла и его плоско-параллельных участков при изгибе образца возникают дополнительные напряжения. Во избежание побочных эффектов в эксперименте исследовалась центральная часть клина.

Схема эксперимента приведена на рис. 2, на котором F — источник рентгеновского излучения $Cu\,K_\alpha$ с размерами проекции фокусного пятна

400×400 мкм², S_1 и S_2 — щели с ширинами соответственно 50 и 1000 мкм. O — исследуемый образец, P — мелкозернистая фотопластинка. Расстояния между элементами экспериментальной установки следующие: $FS_1 = 5$ см, $S_1S_2 = 18$ см, $S_2O = 18$ см, а расстояние OP в ходе эксперимента изменялось.

Экспериментально исследовались три состояния образца: образец не изогнут ($R = \infty$), образец изогнут и обращен к падающему рентгеновскому пучку вогнутой стороной ($R = 1$ м), он обращен выпуклой стороной ($R = -1$ м). Радиус изгиба образца измерялся известным двухкристальным методом [11]. В каждом состоянии образца снималась серия секционных топограмм, одна из которых (при $R = -1$ м) приведена на рис. 3. На всех девяти топограммах измерялось расстояние между максимумами линий $K\alpha_1$ и $K\alpha_2$. Результаты измерений приведены в таблице.

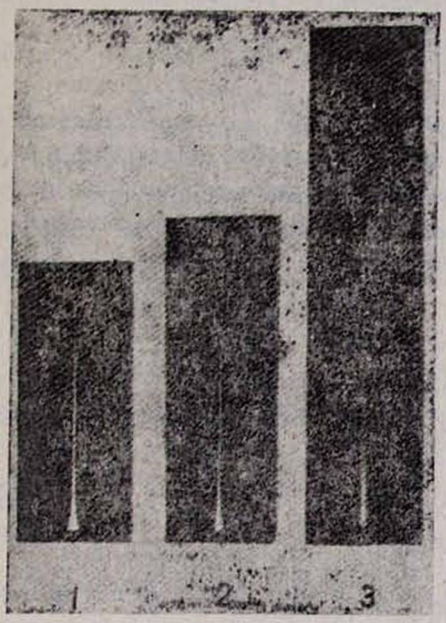


Рис. 3. Секционные топограммы, снятые при падении рентгеновского пучка на выпуклую поверхность изогнутого образца при различных расстояниях кристалл-фотопластинка: 1) 6 см, 2) 20 см, 3) 50 см.

Таблица

Экспериментальные ($\Delta y_{эксп}$) и теоретические ($\Delta y_{теор}$) значения расстояния между $K\alpha_1$ и $K\alpha_2$-линиями на топограммах при различных значениях величины и знака радиуса изгиба кристалла (R) и расстояния (ΔL) кристалл-фотопластинка.

R (м)	∞			1			−1		
ΔL (см)	5	30	70	10	80	105	6	20	50
$\Delta y_{эксп}$ (мкм)	150	0	−250	235	0	−90	90	0	−210
$\Delta y_{теор}$ (мкм)	151	0	−241	228	5	−89	94	−11	−234

3. Теоретическая часть

Известно, что при симметричной лауэвской дифракции расходящегося полихроматического рентгеновского пучка на идеальном кристалле в дифрагированном пучке получается действительное изображение рентгеновского источника на расстоянии L_h от кристалла, равном расстоянию L_0 источника рентгеновского излучения от кристалла [12, 13].

При изгибе монокристаллической пластины углы, которые составляют рентгеновские лучи с поверхностью кристалла, меняются и, следовательно, условие $L_h = L_0$ нарушается. Это непосредственно вытекает из результатов работы [14], посвященной построению количественной теории фокусирующих рентгеновских спектрометров с изогнутым кристаллом, где получено выражение, определяющее линейную дисперсию D_x лауэ-дифракционных рентгеновских спектрометров с изогнутым кристаллом:

$$D_x \equiv \frac{dx}{d\lambda} = \lambda^{-1} \gamma_h^{-1} \operatorname{tg} \theta_B (L_h - \alpha_0^{-1} \alpha_h b L_0). \quad (1)$$

Здесь b — коэффициент асимметричности образца, λ — длина рентгеновской волны, $\gamma_h = \cos \varphi_h$, φ_h — угол, который составляет внутренняя нормаль кристалла с направлением распространения дифрагированного излучения, θ_B — средний угол Брэгга, а α_0 и α_h определяются выражениями

$$\alpha_0 = \varkappa \gamma_0^2 + 4 (B - C) L_0, \quad (2)$$

$$\alpha_h = \varkappa \gamma_h^2 (B - A) L_h, \quad (3)$$

где $\varkappa = \omega/c$, ω — циклическая частота рентгеновских лучей, c — скорость света. Коэффициенты A, B и C в случае механического изгиба определяются соотношениями

$$-A + B = 4^{-1} R^{-1} \varkappa \gamma_h, \quad (4)$$

$$B - C = 4^{-1} R^{-1} \varkappa \gamma_0. \quad (5)$$

Здесь R — радиус изгиба кристалла, $\gamma_0 = \cos \varphi_0$, где φ_0 — угол между внутренней нормалью кристалла и направлением распространения прошедшего излучения.

Из (1) видно, что условие образования изображения рентгеновского источника есть

$$L_h = \alpha_0 \alpha_h b L_0, \quad (6)$$

откуда при наших условиях $b = 1$, $\gamma_0 = \gamma_h = \gamma$ и с учетом соотношений (2)—(5) для L_h получаем выражение

$$L_h = \gamma R (\gamma R - 2L_0)^{-1} L_0. \quad (7)$$

Согласно этой формуле, в случае неизогнутого кристалла действительно выполняется условие $L_h = L_0$. В случае, когда пучок падает на вогнутую поверхность изогнутого кристалла, действительное изображение источника рентгеновского излучения получается только при условии $L_0 < R\gamma/2$,

причем в этом случае $L_h > L_0$. При $L_0 = R\gamma/2$, $L_h \to \infty$, т. е. получается фокусировка типа параллельный пучок — в точку [15] (в плоскости дифракции). Если $L_0 > R\gamma/2$, всегда $L_h < 0$, и изображение источника рентгеновского излучения является мнимым.

Если пучок рентгеновских лучей падает на выпуклую поверхность кристалла, то во всех случаях изображение источника является действительным ($L_h > 0$), причем всегда удовлетворяется условие $L_h < L_0$.

При исследовании динамических эффектов рассеяния рентгеновских лучей в изогнутых кристаллах следует обратить внимание на то, чтобы удовлетворялось условие динамической дифракции [16]:

$$\frac{\sigma}{4B} \gg 1, \tag{8}$$

где

$$\sigma^2 = \frac{\kappa^2 \gamma_0 \gamma_h (\chi_{-h}\chi_{\bar{h}})}{4 \sin^2 2\theta},$$

а χ_h, $\chi_{\bar{h}}$ — коэффициенты фурье-разложения поляризуемости кристалла. В нашем эксперименте $B = 0$, и это условие удовлетворяется при произвольном значении радиуса однородного изгиба.

Результаты, полученные выше на основе динамической теории рассеяния рентгеновских лучей в изогнутых кристаллах, можно получить также рассмотрением хода лучей. Предположим, что на рис. 4 O — центр окруж-

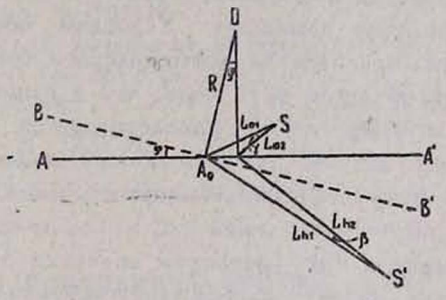


Рис. 4.

ности, по которой изогнут кристалл, S — проекция фокуса рентгеновского излучения, AA′ — поверхность кристалла до изгиба, BB′ — касательная к этой поверхности после изгиба в точке A_0, S′ — изображение проекции фокуса рентгеновского излучения, α — угол между лучами $K\alpha_1$ и $K\alpha_2$ характеристических линий до дифракции. Как видно из этого рисунка, имеют место следующие соотношения:

$$\Delta x = R\varphi = \frac{L_0 \alpha}{\cos\theta} = \frac{L_h \beta}{\cos\theta}, \tag{9}$$

где Δx — расстояние между точками на поверхности кристалла, в которых удовлетворяется условие дифракции для $K\alpha_1$ и $K\alpha_2$-линий, φ — угол между AA′ и BB′, β — угол, который составляют дифрагированные $K\alpha_1$ и $K\alpha_2$-линии.

Из (9) путем несложных преобразований получаем выражение

$$L_h = (R\cos\theta - 2L_0)^{-1} R\cos\theta \cdot L_0,$$

которое, имея в виду вышеприведенные обозначения, можно привести к следующей форме:

$$L_h = \gamma R(\gamma R - 2L_0)^{-1} L_0, \qquad (10)$$

совпадающей с выражением (7).

Пользуясь вышеприведенными соотношениями и рис. 4, можно также получить формулу для определения расстояния Δy между линиями $K\alpha_1$ и $K\alpha_2$ на фотопластинке при различных значениях радиуса изгиба кристалла и расстояния кристалл-фотопластинка:

$$\Delta y = (L_0 R\gamma - \Delta L R\gamma + 2\Delta L L_0)(R\gamma - L_0)^{-1}\Delta\theta, \qquad (11)$$

где $\Delta\theta = \operatorname{tg}\theta_B \dfrac{2\Delta\lambda}{\lambda_1+\lambda_2}$, а $\Delta L = OP$. Предполагается, что фотопластинка расположена перпендикулярно направлению распространения дифрагированного излучения.

4. Обсуждение полученных результатов

Как видно из выражения (7), при падении немонохроматического рентгеновского излучения на изогнутый образец или на выпуклую поверхность изогнутого образца всегда в дифрагированном пучке получается действительное изображение этого источника. Условием образования действительного изображения при падении рентгеновского излучения на вогнутую поверхность образца является $L_0 < R\gamma/2$, что в нашем эксперименте при $L_0 = 0{,}3$ м, $R = 1$ м и $\theta_B = 13{,}65°$ удовлетворяется. Таким образом, во всех трех случаях при удалении фотопластинки P от выходной поверхности кристалла в направлении дифрагированного излучения расстояние между рефлексами характеристических линий $K\alpha_1$ и $K\alpha_2$ на секционных топограммах должно уменьшаться. При некотором значении ΔL, зависящем от R, они должны сливаться, образуя изображение источника рентгеновских лучей, а при дальнейшем увеличении ΔL — разделяться и удаляться, меняясь местами. Все эти закономерности хорошо наблюдаются на рис. 3.

По формуле (11) были определены значения Δy на всех топограммах при заданных значениях ΔL и R. Результаты расчетов приведены в таблице, из которой следует, что между результатами экспериментальных измерений и теоретических расчетов имеется хорошее согласие в пределах ошибок эксперимента.

На рис. 3 в рефлексах $K\alpha_1$, $K\alpha_2$-линий наблюдается неравномерное распределение интенсивности, причем области топограмм с повышенной интенсивностью соответствуют вершине клиновидной области исследуемого образца. Это обусловлено тем, что у вершины клина ($t \to 0$) через кристалл проходят не только лучи, падающие на его поверхность под точным углом Брэгга, но и под углами, отличающимися от него на определенную величину $\Delta\theta$. С увеличением t начинает действовать механизм аномально-

го прохождения (при $t = 500$ мкм в нашем случае $\mu t = 18$), и через кристалл проходят лучи, все менее отличающиеся по направлению распространения от θ_B. В итоге происходит уменьшение и интенсивности дифрагированного излучения, и сужение его спектрального состава.

Измерения расстояний между $K\alpha_1$ и $K\alpha_2$-линиями вдоль клина показали, что с изменением толщины величина Δy не меняется, что следовало ожидать и на основе формулы (11), в которую t не входит.

В заключение авторы выражают благодарность К. Т. Габриеляну за обсуждение полученных результатов.

Ереванский государственный университет

Поступила 8. I. 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. *P. Penning, D. Polder.* Phil. Res. Repts., 16, 419 (1961).
2. *N. Kato.* J. Phys. Soc. Japan, 18, 1785 (1963).
3. *U. Bonse.* Z. Phys., 177, 385 (1964).
4. *S. Takagi.* Acta Cryst., 15, 1131 (1962).
5. *D. Taupin.* Bull. Soc. Franç. Miner. Cryst., 87, 469 (1964).
6. *Ф. Н. Чуховский.* Кристаллография, 19, 482 (1974).
7. *Ф. Н. Чуховский, П. В. Петрашень.* ДАН СССР, 222, 599 (1975).
8. *П. В. Петрашень, Ф. Н. Чуховский.* ЖЭТФ, 69, 477 (1975).
9. *Z. Janaček, J. Kubéna, V. Holy.* Phys. Stat. Sol. (a), 50, 235 (1978).
10. *П. А. Безирганян, А. А. Папоян, О. С. Семерджян.* Положительное решение на авторское свидетельство № 2885119.
11. *U. Bonse, W. Graeff.* Z. Naturforsch, 28 (a), 558 (1973).
12. *А. М. Афанасьев, В. Г. Кон.* ФТТ, 19, 1775 (1977).
13. *П. А. Безирганян.* Препринт ЕГУ—ФТТ—4—7, Ереван, 1976.
14. *К. Т. Габриелян, Ф. Н. Чуховский, Э. Г. Пинскер.* ЖЭТФ, 50, 1641 (1980).
15. *О. И. Сумбаев, Е. Г. Лапин.* ЖЭТФ, 78, 802 (1980).
16. *F. N. Chukovskii, K. T. Gabrielyan, P. V. Petrashen'.* Acta Cryst., A34, 610 (1978).

ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԱՂԲՅՈՒՐԻ ԱՐՏԱՊԱՏԿԵՐՈՒՄԸ ՃԿՎԱԾ ԲՅՈՒՐԵՂՈՒՄ ԴԻՖՐԱԿՑՎԱԾ ՓՆՋՈՒՄ

Ա. Ա. ՊԱՊՈՅԱՆ, Պ. Հ. ԲԵԶԻՐԳԱՆՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ ի տարբերություն չճկված բյուրեղի, որի դեպքում աղբյուր-բյուրեղ հեռավորությունը (L_0) հավասար է բյուրեղ-աղբյուրի իրական պատկեր հեռավորությանը (L_h) երբ ռենտգենյան փունջը ընկնում է ճկված բյուրեղի ուռուցիկ մակերևույթին ($R<0$), անկախ L_0-ի արժեքից դիֆրակցված փնջում աղբյուրի իրական պատկերը ստացվում է $L_h < L_0$ հեռավորության վրա։ Իսկ երբ փունջն ընկնում է ճկված բյուրեղի գոգավոր մակերևույթին ($R>0$), աղբյուրի իրական պատկերը ստացվում է միայն $L_0< R\gamma/2$ պայմանի դեպքում $L_h> L_0$ հեռավորության վրա։ Փորձնականորեն հետազոտված է ռենտգենյան ճառագայթման աղբյուրի արտապատկերումը դիֆրակցված փնջում հետազոտվող նմուշի ճկման շառավղի $R=\infty, 1, -1\tau$ արժեքների, ինչպես նաև բյուրեղ-ֆոտոթիթեղ տարբեր հեռավորությունների դեպքում։ Հաստատված է քանակական լավ համընկնում փորձնական և տեսական արդյունքների միջև։

THE IMAGE OF *X*-RAY SOURCE IN THE BEAM DIFFRACTED FROM A BENT CRYSTAL

A. A. PAPOIAN, P. H. BEZIRGANIAN

It was shown that the distance of real *X*-ray diffraction image of an *X*-ray source L_h depends not only on the distance from the source to the crystal, but also on the value and sign of the sample curvature R. An expression was obtained for the distance between the reflexes of characteristic lines $K\alpha_1$, $K\alpha_2$ in terms of R at an arbitrary distance ΔL of photoplate from the crystal.

Изв. АН Армянской ССР. Физика, 16, 295—309 (1981)

ОБЗОРЫ

К ТЕОРИИ БЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОННОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ МЕЖДУ ПРИМЕСНЫМИ ИОНАМИ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЛАЗЕРНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Ф. П. САФАРЯН

В настоящей обзорной статье приводится вычисление вероятностей безызлучательной передачи энергии электронного возбуждения между двумя примесными ионами в лазерных диэлектрических кристаллах. Расчеты проводятся в рамках единой теории — метода двухвременных температурных функций Грина, универсальность которой позволяет в рамках одного и того же подхода получить вероятности как резонансных, так и нерезонансных переходов. Считается, что причиной безызлучательного переноса являются мультиполь-мультипольные или электрон-фононное взаимодействия. Помимо известных результатов получен также ряд новых результатов, относящихся, в основном, к короткодействующим механизмам передачи энергии.

1. Введение

Изучение явления безызлучательной передачи энергии электронного возбуждения между примесными ионами в диэлектрических кристаллах в настоящее время представляет не только теоретический интерес. Достаточно отметить, что это явление лежит в основе процессов тушения и сенсибилизации люминесценции, которые играют существенную роль в стимулированном излучении лазерных кристаллов. Безызлучательный перенос (БП) энергии от возбужденного иона (донора) к невозбужденному иону (акцептору) может осуществляться при наличии взаимодействия между ними. Первая удовлетворительная теория передачи энергии, основанная на применении теории возмущений, была развита Ферстером [1]. В качестве оператора возмущения он выбрал диполь-дипольное взаимодействие ионов. В дальнейшем эта теория была обобщена Декстером [2] на случай мультипольных и обменных взаимодействий.

В последние годы теория передачи энергии развивалась как в направлении улучшения теории [1, 2], так и в направлении рассмотрения других механизмов БП. Так, например, в теорию привлечены более универсальные методы, позволяющие правильно оценить роль релаксационных процессов в передаче энергии (см. [3, 4] и указанные там работы). В [5, 6] предлагались новые механизмы передачи энергии между ионами с участием фононов решетки и т. д. Все указанные механизмы переноса энергии (кроме обменного) являются дальнодействующими. Они в общих чертах правильно описывают явление переноса во многих примесных кристаллах, у которых тушение люминесценции наступает при малых концентрациях [7—11]. Однако в последнее время синтезируется все больше и больше

кристаллов, у которых характерная для примесных ионов люминесценция не затухает при очень больших (вплоть до максимальной) концентрациях примесных ионов. Это в основном наблюдается у кристаллов, активированных ионами элементов группы редких земель (TR^{3+}-ионами) (см. [12, 13] и указанные там работы). Кроме того, известно, что в TR^{3+}-ионах правила отбора, налагаемые на матричные элементы перехода, запрещают мультипольные переходы низких порядков. Эти факты заставляют обратить внимание на короткодействующие механизмы передачи энергии.

В настоящей работе мы рассматриваем некоторые короткодействующие механизмы передачи энергии, осуществляемые за счет обмена электронами между примесными ионами. Они могут быть индуцированы как мультипольными, так и электрон-фононными взаимодействиями примесных ионов. Для вычисления вероятностей таких переходов мы используем метод двухвременных (температурных) функций Грина, предложенный Боголюбовым и Тябликовым [14]. Метод функций Грина удобен тем, что он достаточно универсален для того, чтобы учитывать все основные взаимодействия в системе; кроме того, он позволяет в рамках одних и тех же простых алгебраических вычислений получить почти все основные результаты по передаче энергии (как известные, так и новые). Что касается вопроса о том, какие из рассмотренных механизмов существенны в безызлучательной передаче энергии, то для ответа на него необходимо провести вычисления для конкретных кристаллических систем. Такие вычисления в настоящее время проводятся и результаты вычислений будут опубликованы. Здесь мы попытаемся только получить общие формулы, являющиеся исходными для дальнейших количественных расчетов.

2. Гамильтониан системы типа примесных кристаллов

Со статистической точки зрения примесные кристаллы можно разделить на две слабо взаимодействующие подсистемы: кристаллическую решетку и находящиеся в переменном электрическом поле кристалла примесные ионы. Гамильтониан такой системы, который получается на основе учета кулоновского взаимодействия оптического электрона примесного иона с остальными ионами решетки и с оптическим электроном другого примесного иона, находящегося на расстоянии R от первого, можно представить в следующем виде:

$$H = \sum_{\nu} \varepsilon_{\nu} a_{\nu}^{+} a_{\nu} + \sum_{\alpha} \hbar\omega_{\alpha} b_{\alpha}^{+} b_{\alpha} + H_{\text{эф}} + H_{\mu\mu}, \tag{1}$$

где первые два члена представляют собой энергию примесных ионов в статическом кристаллическом поле решетки и энергию фононов решетки (ε_{ν} — собственное значение энергии ионов в состоянии ν, $\hbar\omega_{\alpha}$ — энергия фононов решетки типа α, a_{ν}^{+}, a_{ν} — соответственно операторы рождения и уничтожения электронов, b_{α}^{+}, b_{α} — аналогичные операторы для фононов),

$$H_{\text{эф}} = \sum_{n} \sum_{\alpha_1 \cdots \alpha_n} \sum_{\nu\nu'} B_{\alpha_1 \cdots \alpha_n}^{(n)}(\nu, \nu') a_{\nu}^{+} a_{\nu'} (b_{\alpha}^{+} + b_{\alpha}) \tag{2}$$

есть гамильтониан электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ), $B^{(n)}_{\alpha_1 \dots \alpha_n}(\nu, \nu')$ — коэффициенты ЭФВ, связывающего электроны, находящиеся в примесных состояниях ν и ν', с фононами решетки типа $\alpha_1 \dots \alpha_n$. Если состояния ν и ν' принадлежат одному примесному иону, то ЭФВ перемешивает эти состояния, и соответствующие безызлучательные переходы приводят к температурному уширению и сдвигу примесных уровней, а если уровни ν и ν' принадлежат разным ионам, то ЭФВ перемешивает электронные состояния разных примесных ионов, приводя, таким образом, к безызлучательной передаче энергии.

Явные выражения для коэффициентов $B^{(n)}_{\alpha_1 \dots \alpha_n}(\nu, \nu')$ ЭФВ для систем типа активированных TR^{3+}-ионами гранатов найдены в [15] и использованы в [16] для вычисления ширин спектральных линий и в [17] для вычисления вероятностей многофононных безызлучательных переходов.

Гамильтониан (2) можно построить следующим образом. Сначала запишем выражение для потенциала кулоновского взаимодействия между оптическим электроном примесного иона и ионами первой координационной сферы:

$$V_{эф} = e^2 Z \sum_{j=1}^{8} \frac{1}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{R}_{0j} + \Delta \mathbf{u}_j|}, \qquad (3)$$

где $\mathbf{r}_1$ — радиус-вектор оптического электрона, $\mathbf{R}_{0j} \equiv \mathbf{R}_0$ — радиус первой координационной сферы, Z — эффективный заряд ионов первой координационной сферы. Далее необходимо функцию (3) разложить в ряд сначала по относительным смещениям ионов первой координационной сферы (Δu_j), а затем по координате электрона r_1. Оба эти разложения удобно выполнить в виде разложения по сферическим функциям $Y_{lm}(\Theta, \Phi)$ ионов первой координационной сферы и по сферическим функциям $Y_{lm}(\vartheta_1, \varphi_1)$ оптического электрона примеси. Функции $Y_{lm}(\Theta, \Phi)$ легко можно найти из геометрии первой координационной сферы, которая, например, для системы активированных гранатов представляет собой слегка искаженный куб. Впоследствии необходимо перейти от относительных смещений Δu_j к нормальным координатам решетки. Этот переход можно осуществить на основе известной формулы Ван-Флека, которая для относительных смещений принимает вид

$$\Delta u_j = \sum \left(\frac{\hbar \omega_\varkappa}{2 M v_0^2} \right)^{1/2} R_0 \cos \alpha_j \sin \delta_\varkappa (b_\varkappa^+ + b_\varkappa),$$

где α_j — угол между вектором $\mathbf{R}_{0j}$ и волновым вектором $\varkappa$ акустических волн в кристалле, M — масса кристалла, v_0 — средняя скорость акустических волн, $\delta_\varkappa$ — случайная фаза нормальных колебаний кристалла.

Окончательное выражение для коэффициентов ЭФВ есть

$$B^{(n)}_{\alpha_1 \dots \alpha_n}(\nu, \nu') = \left(\frac{\hbar}{2 M v_0^2} \right)^{\frac{n}{2}} \prod_{l=1}^{n} \sqrt{\omega_{\alpha_l}} \langle \nu | V^{(n)} | \nu' \rangle \delta_{\alpha_l}, \qquad (4)$$

$$V^{(n)} = V_0^{(n)} + V_2^{(n)},$$

$$V_0^{(n)} = \frac{Ze^2}{R_0}\,\Phi_0^{(n)}, \tag{5}$$

$$V_2^{(n)} = \frac{8\,Ze^2r^2}{R_0^3}\sqrt{\frac{2\pi}{15}}\,[(Y_{21} - Y_{2-1})\,\Phi_1^{(n)} + i(Y_{22} - Y_{2-2})\,\Phi_2^{(n)} -$$

$$- i(Y_{21} + Y_{2-1})\,\Phi_3^{(n)}], \tag{6}$$

где $\Phi_i^{(n)}$ $(i = 0, 1, 2, 3)$ — функции, зависящие от сферических координат (ϑ, φ) волнового вектора $\varkappa$ акустических волн:

$$\Phi_0^{(1)} = \frac{8}{\sqrt{3}}\cos\vartheta,\quad \Phi_0^{(2)} = \frac{4}{3}(1 + \cos^2\vartheta),$$

$$\Phi_l^{(1)} = \frac{8}{9}f_l^{(1)},\quad \Phi_l^{(2)} = \frac{5}{6}(f_l^{(2)} - f_l^{(1)}),\quad i = 1, 2, 3,$$

$$f_l^{(2)} = 2(f_l^{(1)} + f_j^{(1)} f_k^{(1)}),\quad j \neq k,$$

$$f_1^{(1)} = \sin 2\vartheta\cos\varphi,\quad f_2^{(1)} = \sin^2\vartheta\sin 2\varphi,\quad f_3^{(1)} = \sin 2\vartheta\sin\varphi.$$

Для учета вкладов волн всех направлений в конечных физических результатах необходимо провести усреднение по углам ϑ и φ.

Гамильтониан мультиполь-мультипольного взаимодействия мы получим из потенциальной энергии взаимодействия оптических электронов двух ионов (см. рис. 1):

$$V_{\mu\mu}(r_1, r_2) = \frac{e^2}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1 + \mathbf{R} + \Delta\mathbf{u}|}, \tag{7}$$

где $\mathbf{r}_2$ — радиус-вектор второго иона, $\Delta\mathbf{u}$ — относительное смещение двух

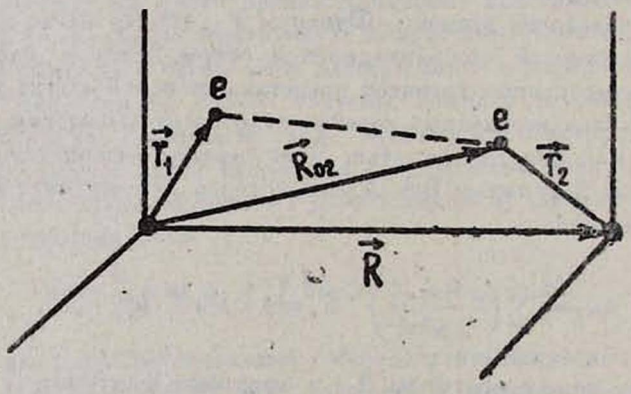


Рис. 1.

ионов. Разлагая эту функцию в ряд по сферическим функциям $Y_{lm}(\vartheta_1, \varphi_1)$ первого иона при $\Delta u = 0$, мы получим потенциал, создаваемый первым ионом на расстоянии $\mathbf{R} + \mathbf{r}_2$, где находится электрон второго иона [18]:

$$V_{\mu\mu}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = e^2 \sum_l \sum_{m=-l}^{l} r_1^l \frac{4\pi}{2l+1} \frac{1}{|\mathbf{R} + \mathbf{r}_2|^{l+1}}\, Y_{lm}^*(\Theta, \Phi)\, Y_{lm}(\vartheta_1, \varphi_1), \tag{8}$$

где Θ, Φ — сферические координаты вектора $\mathbf{R}_{02}=\mathbf{R}+\mathbf{r}_2$, ϑ_1, φ_1 — сферические координаты первого электрона.

Затем необходимо разложить функцию $\dfrac{1}{|\mathbf{R}+\mathbf{r}_2|^{l+1}}$ в ряд по сферическим функциям $Y_{lm}(\vartheta_2, \varphi_2)$ второго электрона [19]:

$$\frac{1}{|\mathbf{R}+\mathbf{r}_2|^{l+1}}=4\pi\sum_{l'=0}^{\infty}\frac{1}{2l'+1}\,a_{l'}^{-(l'+1)}(r_2, R)\sum_{m=-l}^{l}Y_{l'm}(\Theta_0, \Phi_0)\,Y_{l'm}(\vartheta_2, \varphi_2), \quad (9)$$

где Θ_0, Φ_0 — сферические координаты вектора $\mathbf{R}$. Входящий в формулу (9) коэффициент $a_l^{(-n)}(r_2, R)$ имеет вид

$$a_l^{(-n)}(r_2, R)=\frac{\left(\frac{n}{2}\right)_{l'}}{\left(\frac{1}{2}\right)_{l'}}\frac{1}{R^n}\left(\frac{r_2}{R}\right)^{l'}F\left(l'+\frac{n}{2}, -\frac{1}{2}+\frac{n}{2}, l'+\frac{3}{2}, \frac{r_2^2}{R^2}\right),$$

где $\left(\dfrac{n}{2}\right)_{l'}=\dfrac{\Gamma\left(\frac{n}{2}+l'\right)}{\Gamma\left(\frac{n}{2}\right)}$ ($\Gamma(x)$ — Г-функция), $F(\alpha, \beta, \gamma, x)$ — гипергеометрическая функция.

Переходя ко вторичному квантованию и учитывая, что переменные двух электронов в потенциальной функции $V_{\mu\mu}(r_1, r_2)$ разделяются, для гамильтониана $H_{\mu\mu}$ можем написать выражение

$$H_{\mu\mu}=\sum_{\nu, \nu'}\sum_{\mu, \mu'}B(\nu, \nu')\,B(\mu, \mu')\,a_\nu^+ a_{\nu'}\,a_\mu^+ a_{\mu'}, \quad (10)$$

где произведение матричных элементов $B(\nu, \nu', \mu, \mu')=B(\nu, \nu')\,B(\mu, \mu')$ разных моментов легко найти, используя формулы (8) и (9). Так, например, для взаимодействия нулевых моментов имеем

$$\{B(\nu, \nu')\,B(\mu, \mu')\}_{0, 0}=\frac{e^2}{R}<\nu|\nu'><\mu|\mu'>, \quad (11)$$

для диполь-дипольного взаимодействия ($l=l'=1$) —

$$\{B(\nu, \nu')\,B(\mu, \mu')\}_{1, 1}=\left(\frac{4\pi}{3}\right)^2\frac{2e^2}{R_1^3}\sum_{m=-1}^{1}Y_{1m}^*(\Theta, \Phi)<\nu|\,Y_{1m}(\vartheta_1, \varphi_1)|\nu'>\times$$

$$\times\sum_{m=-1}^{1}Y_{1m}^*(\Theta_0, \Phi_0)<\mu|r_2\,Y_{1m}(\vartheta_2, \varphi_2)|\mu'>, \quad (12)$$

для взаимодействия 4-х моментов ($l'=l=4$) —

$$\{B(\nu, \nu')\,B(\mu, \mu')\}_{4, 4}=\left(\frac{4\pi}{9}\right)^2\frac{33e^2}{R^9}\sum_{m=-4}^{4}Y_{4m}^*(\Theta, \Phi)<\nu|r_1^4\,Y_{4m}(\vartheta_1, \varphi_1)|\nu'>\times$$

$$\times\sum_{m=-4}^{4}Y_{4m}^*(\Theta_0, \Phi_0)<\mu|r_2^4\,Y_{4m}(\vartheta_2, \varphi_2)|\mu'> \quad (13)$$

и т. д.

Разлагая потенциальную функцию (7) также по смещениям Δu, мы получим гамильтониан, позволяющий учитывать динамику решетки в мультипольной передаче энергии. Он будет иметь вид

$$H_{\mu\mu'} = \sum_{\nu\nu'} \sum_{\mu\mu'} \sum_{\alpha} B_\alpha(\nu, \nu') B_\alpha(\mu, \mu') a_\nu^+ a_{\nu'} a_\mu^+ a_{\mu'} (b_\alpha^+ + b_\alpha). \qquad (13a)$$

Коэффициенты $B_\alpha(\nu, \nu') B_\alpha(\mu, \mu')$ совпадают с коэффициентами (11)—(13), но необходимо их умножить на множитель

$$12\pi \Delta u_j \sum_{m=-1}^{1} Y_{1m}^*(\Theta_0, \Phi_0) Y_{1m}(\vartheta, \varphi),$$

где ϑ и φ — сферические координаты вектора $\Delta \mathbf{u}_j$.

3. Вероятность резонансной передачи энергии (мультипольные взаимодействия)

Допустим, что в момент времени $t = 0$ в рассматриваемой системе возбужден первый ион в примесном электронном состоянии λ'. Требуется найти вероятность того, что в другой момент времени $t > 0$ мы найдем возбужденный второй ион в состоянии μ' (см. рис. 2). В случае $\varepsilon_{\lambda'} = \varepsilon_{\mu'}$ БП происходит без участия фононов решетки и соответствующий переход называется «резонансным».

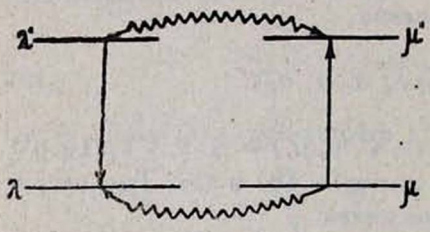


Рис. 2.

Если волновую функцию основного состояния системы в представлении чисел заполнения электронов ($n_\nu = [\exp\{\varepsilon\nu/kT\} + 1]^{-1}$) и фононов

$$\left(v_\alpha = \left[\exp\left(\frac{\hbar\omega_\alpha}{kT}\right) - 1\right]^{-1}\right)$$

обозначить через $|n_\lambda, n_{\lambda'}, n_\mu, n_{\mu'}, v_\alpha\rangle$, то волновая функция системы в момент времени $t = 0$, очевидно, будет иметь вид

$$|1\rangle \equiv |n_\lambda - 1, n_{\lambda'} + 1, n_\mu, n_{\mu'}, v_\alpha\rangle = \frac{a_{\lambda'}^+ a_\lambda |n_\lambda, n_{\lambda'}, n_\mu, n_{\mu'}, v_\alpha\rangle}{\sqrt{n_\lambda}\sqrt{n_{\lambda'} + 1}}, \qquad (14)$$

а волновая функция системы в момент времени t —

$$|2\rangle \equiv |n_\lambda, n_{\lambda'}, n_\mu - 1, n_{\mu'} + 1, v_\alpha\rangle = \frac{a_{\mu'}^+ a_\mu |n_\lambda, n_{\lambda'}, n_\mu, n_{\mu'}, v_\alpha\rangle}{\sqrt{n_\mu}\sqrt{n_{\mu'} + 1}}. \qquad (15)$$

Тогда для вероятности перехода системы из состояния $|1\rangle$ в состояние $|2\rangle$, очевидно, можно записать выражение

$$W = |\langle 2|1\rangle|^2 = \frac{|\langle a_{\mu'}^+ a_{\mu'}(t), a_\lambda^+ a_\lambda(0)\rangle|^2}{n_\lambda n_\mu (1 + n_{\lambda'})(1 + n_{\mu'})}, \qquad (16)$$

где символ $\langle \cdots \rangle = \langle n_\lambda, n_{\lambda'}, n_\mu, n_{\mu'}, v_\alpha | \cdots | n_\lambda, n_{\lambda'}, n_\mu, n_{\mu'}, v_\alpha \rangle$ озна-

чает как квантовомеханическое, так и статистическое усреднение по каноническому ансамблю Гиббса.

Таким образом, задача вычисления вероятности БП сводится к нахождению временной корреляционной функции $\langle a_\mu^+ a_{\mu'}(t), a_\lambda^+ a_\lambda(0)\rangle$, для вычисления которой развит аппарат двухвременных (температурных) функций Грина. Формула, которая связывает корреляционную функцию $\langle a_\mu^+ a_{\mu'}(t),\ a_\lambda^+ a_\lambda(0)\rangle$ с фурье-представлением $\ll a_\mu^+ a_{\mu'} | a_\lambda^+ a_\lambda \gg_E$ соответствующей функции Грина, имеет вид [20]

$$\langle a_\mu^+ a_{\mu'}(t), a_\lambda^+ a_\lambda(0)\rangle = \lim_{\delta\to 0} \int_{-\infty}^{+\infty} dE \frac{e^{E/kT}}{e^{E/kT}-1} e^{-iEt} [\ll a_\mu^+ a_{\mu'} | a_\lambda^+ a_\lambda \gg_{E+i\delta} - \\ - \ll a_\mu^+ a_{\mu'} | a_\lambda^+ a_\lambda \gg_{E-i\delta}], \tag{17}$$

а уравнение движения для фурье-представления $\ll a_\mu^+ a_{\mu'} | a_\lambda^+ a_\lambda \gg_E$ функции Грина есть

$$E \ll a_\mu^+ a_{\mu'} | a_\lambda^+ a_\lambda \gg_E = \frac{i}{2\pi} \langle [a_\mu^+ a_{\mu'},\ a_\lambda^+ a_\lambda]\rangle + \ll [a_\mu^+ a_{\mu'},\ H] | a_\lambda, a_\lambda \gg_E, \tag{18}$$

где символ $[\ldots]$ означает коммутатор.

Подставляя в формулу (18) вместо H выражение (10) и используя следующие коммутационные соотношения:

$$[a_\mu^+ a_{\mu'},\ a_\nu^+ a_{\nu'}] = \delta_{\mu',\nu} a_\mu^+ a_{\nu'} - \delta_{\mu\nu'} a_\nu^+ a_{\mu'}, \tag{19}$$

$$[a_\mu^+ a_{\mu'},\ a_\nu^+ a_{\nu'} a_m^+ a_{m'}] = -\delta_{\mu m'} a_\nu^+ a_{\nu'} a_m^+ a_{\mu'} - \\ - \delta_{\mu\nu'} a_\nu^+ a_m^+ a_{m'} a_{\mu'} + \delta_{\mu',\nu} a_\mu^+ a_{\nu'} a_m^+ a_{m'} + \delta_{\mu',m} a_\mu^+ a_\nu^+ a_{\nu'} a_{m'}, \tag{20}$$

для функции $\ll a_\mu^+ a_{\mu'} | a_\lambda^+ a_\lambda \gg_E$ нетрудно получить уравнение

$$(E + \varepsilon_\mu - \varepsilon_{\mu'}) \ll a_\mu^+ a_{\mu'} | a_\lambda^+ a_\lambda \gg_E = \\ = \sum_{\nu, m, m'} \{ -B(\mu', \nu) B(m, m') \ll a_\mu^+ a_\nu a_m^+ a_{m'} | a_\lambda^+ a_\lambda \gg_E - \\ - B(\nu, \nu') B(\mu', m) \ll a_\mu^+ a_\nu^+ a_{\nu'} a_{m'} | a_\lambda^+ a_\lambda \gg_E + \\ + B(\nu, \mu) B(m, m') \ll a_\nu^+ a_m^+ a_m, a_{\mu'} | a_\lambda^+ a_\lambda \gg_E + \\ + B(\nu, \nu') B(m, \mu) \ll a_\nu^+ a_{\nu'} a_m^+ a_{\mu'} | a_\lambda^+ a_\lambda \gg_E \}. \tag{21}$$

Далее, необходимо составить также уравнения для четырех функций Грина, входящих в правую часть уравнения (21). Если ограничиться нулевым порядком теории возмущений относительно этих функций (или первым порядком относительно искомой функции $\ll a_\mu^+ a_{\mu'} | a_\lambda^+ a_\lambda \gg_E$), для первой функции $\ll a_\mu^+ a_\nu a_m^+ a_{m'} | a_\lambda^+ a_\lambda \gg_E$, например, можно записат уравнение

$$\ll a_\mu^+ a_\nu a_m^+ a_{m'} | a_\lambda^+ a_\lambda \gg_E = \frac{i/2\pi \langle [a_\mu^+ a_\nu a_m^+ a_{m'} | a_\lambda^+ a_\lambda]\rangle}{E + \varepsilon_\mu - \varepsilon_\nu + \varepsilon_m - \varepsilon_{m'}}. \tag{22}$$

Раскрывая стоящий в правой части уравнения (22) коммутатор согласно формуле (20), мы можем затем осуществить расцепление системы уравнений (21) и (22), используя приближенные соотношения типа

$$< a_\nu^+ a_{\nu'}^+ a_m a_{m'} > \approx (\delta_{\nu m}\delta_{\nu' m'} + \delta_{\nu m'}\delta_{\nu' m}) n_\nu n_{\nu'}.$$

Сохраняя только члены, пропорциональные $n_\lambda n_\mu$ (так как в силу условия $\varepsilon_{\lambda'} - \varepsilon_\lambda \gg kT$ $n_{\lambda'} \approx n_{\mu'} \approx 0$), для функции $\ll a_\mu^+ a_{\mu'} | a_\lambda^+ a_\lambda \gg_E$ получаем выражение

$$\ll a_\mu^+ a_{\mu'} | a_\lambda^+ a_\lambda \gg_E = \frac{\frac{i}{2\pi} n_\lambda n_\mu A}{(E - \varepsilon_{\mu'\mu})(E - \varepsilon_{\lambda'\lambda})}, \tag{23}$$

где

$$\varepsilon_{\mu'\mu} = \varepsilon_{\mu'} - \varepsilon_\mu,$$

$$A = -B(\lambda, \lambda') B(\mu, \mu') + B(\mu, \lambda)\, B(\mu', \lambda'). \tag{24}$$

Интегрирование в формуле (17) после подстановки в нее выражения для функции Грина (23) легко можно выполнить, используя следующее представление для δ-функции:

$$\delta(E - a) = \frac{1}{2\pi i} \lim_{\varepsilon \to 0} \left(\frac{1}{E - a - i\varepsilon} - \frac{1}{E - a + i\varepsilon} \right).$$

В результате для временной корреляционной функции нетрудно получить выражение

$$< a_\mu^+ a_{\mu'}(t),\ a_\lambda^+ a_\lambda(0) > = \frac{A n_\lambda n_\mu}{\varepsilon_{\mu'\mu} - \varepsilon_{\lambda'\lambda}} \{(1 + n_{\mu'}) e^{-i\varepsilon_{\mu\mu'} t} - (1 + n_{\lambda'}) e^{-i\varepsilon_{\lambda\lambda'} t}\} \tag{25}$$

Подставляя формулу (25) в (16) и используя другое представление для δ-функции:

$$\delta(E - a) = \frac{1}{\pi} \lim_{t \to \infty} \frac{\sin(E - a) t}{E - a},$$

для вероятности передачи в единицу времени ($w = dW/dt$) находим выражение

$$w_{\mu\mu} = 2\pi n_\mu n_\lambda |B(\lambda, \lambda') B(\mu, \mu') - B(\mu, \lambda) B(\mu', \lambda')|^2 \delta(\varepsilon_{\mu'\mu} - \varepsilon_{\lambda'\lambda}), \tag{26}$$

где δ-функция выражает закон сохранения энергии.

Если считать, что электронные уровни имеют конечную ширину, то формулу (26) необходимо два раза проинтегрировать по функциям спектрального распределения $g_1(E)$ и $g_2(E)$ соответственно для двух переходов $\varepsilon_{\lambda'} \to \varepsilon_\lambda$ и $\varepsilon_{\mu'} \to \varepsilon_\mu$. Как нетрудно видеть, для вероятности $w_{\mu\mu}$ мы получим выражение (26), в котором вместо δ-функции будет стоять-множитель

$$g(0) = \int_0^\infty g_1(E)\, g_2(E)\, dE. \tag{27}$$

Из формулы (26) следует, что безызлучательная передача энергии электронного возбуждения от первого иона ко второму происходит двумя способами. В первом случае оператор возмущения $H_{\mu\mu}$ связывает электронные состояния одного иона, поэтому вероятность соответствующего БП зависит от $|B(\lambda, \lambda')\, B(\mu, \mu')|$. Во втором случае связываются электронные состояния разных ионов, и вероятность такого БП зависит от $B(\lambda, \mu)\, B(\lambda', \mu')$. Физическая интерпретация указанных двух процессов очевидна: 1) возбужденный ион без излучения переходит в основное состояние (электронный переход $\lambda' \to \lambda$), а энергия возбуждения передается второму иону, за счет чего он переходит в возбужденное состояние (переход $\mu \to \mu'$); 2) два иона обмениваются электронами посредством двух одновременных переходов $\lambda' \to \mu'$ и $\mu \to \lambda$, в результате чего первый ион оказывается в основном состоянии, а второй ион — в возбужденном состоянии. Поскольку электронные волновые функции примесных ионов локализованы в небольшом пространстве (на расстояниях порядка нескольких ангстрем) вблизи своих ядер, то переходы второго типа могут стать существенными на малых расстояниях, когда радиальные волновые функции двух ионов перекрываются.

Нетрудно видеть, что подставляя в первое слагаемое формулы (26) значения матричных элементов мультипольных взаимодействий (11)—(13), можно получить известные выражения для вероятностей индуктивных механизмов передачи, широко рассматриваемых в литературе. Например, после проведения усреднения по углам Θ, Φ и Φ_0, Θ_0 с помощью формулы

$$\frac{1}{4\pi}\int_0^{\pi} d\Theta \int_0^{2\pi} d\Phi\, Y^*_{lm}(\Theta, \Phi)\, Y_{l'm'}(\Theta, \Phi) \sin\Theta = \delta_{ll'}\,\delta_{mm'} \qquad (28)$$

для вероятности диполь-дипольной передачи получаем

$$w_{\mu\mu'} = \frac{64}{81}\frac{\pi^3 e^4}{R_0^6} \sum_{m=-1}^{1} |\langle \lambda' | r_1 Y_{1m} | \lambda \rangle|^2 \sum_{m=-1}^{1} |\langle \mu' | r_2 Y_{1m} | \mu \rangle|^2 g(0). \qquad (29)$$

Переходя в формуле (29) от матричных элементов к силам осцилляторов, как нетрудно заметить, мы получим формулу Ферстера.

В случае кристаллов, активированных TR^{3+}-ионами, диполь-дипольные переходы (как и все переходы, вызываемые нечетными мультипольными моментами), происходящие между электронными состояниями одинаковой четности, запрещены. Дополнительные правила отбора, налагаемые на матричные элементы перехода, в некоторых, более интересных с экспериментальной точки зрения, случаях запрещают также квадрупольные переходы*. В таких случаях перенос энергии может осуществляться через 4-польные моменты. На основе формул (26), (13) и (28) для вероятности такого перехода получаем выражение

---

* Например, для ионов Nd^{3+} согласно правилу «треугольника» запрещены квадрупольные переходы из метастабильных состояний, являющихся исходными для лазерных переходов.

$$w_{\mu\mu} = 2\pi n_\lambda n_\mu \left(\frac{4\pi}{9}\right)^2 \frac{33^2 e^4}{R_0^{18}} \sum_{m=-4}^{4} |\langle \lambda' | r_1^4 Y_{4m}(\vartheta_1, \varphi_1) | \lambda \rangle|^2 \times$$

$$\times \sum_{m=-4}^{4} |\langle \mu' | r_2^4 Y_{4m}(\vartheta_2, \varphi_2) | \mu \rangle|^2 g(0). \qquad (30)$$

Что касается второго механизма обмена электронами между ионами, то в случае передачи энергии между ионами одинакового сорта он может быть индуцирован также моментом нулевого порядка. Подставляя формулу (11) в (26), для вероятности такой передачи нетрудно найти выражение

$$w_{\mu\mu}^{(\text{об})} = 2\pi n_\lambda n_\mu \left(\frac{e^2}{R}\right)^2 |\langle \lambda | \mu \rangle|^2 |\langle \lambda' | \mu' \rangle|^2 g(0). \qquad (31)$$

4. Вероятность резонансной передачи энергии (электрон-фононное взаимодействие)

Чтобы получить уравнение движения для фурье-представления двухвременной функции Грина $\ll a_\mu^+ a_{\mu'} | a_\lambda^+ a_{\lambda'} \gg_E$ подставим в формулу (18) выражение (2) для гамильтониана $H_{\text{эф}}$ ЭФВ. Оно будет иметь вид

$$(E + \varepsilon_\mu - \varepsilon_{\mu'}) \ll a_\mu^+ a_{\mu'} | a_\lambda^+ a_{\lambda'} \gg_E =$$

$$= \sum_\nu \sum_\gamma \{ B_\gamma^{(1)}(\mu', \nu) \ll a_\mu^+ a_\nu (b_\gamma^+ + b_\gamma) | a_\lambda^+ a_{\lambda'} \gg_E - \qquad (32)$$

$$- B_\gamma^{(1)}(\nu, \mu) \ll a_\nu^+ a_{\mu'} (b_\gamma^+ + b_\gamma) | a_\lambda^+ a_{\lambda'} \gg_E .$$

Уравнения движения для входящих в правую часть (32) четырех функций $\ll a_\mu^+ a_\nu b_\gamma^+ | a_\lambda^+ a_{\lambda'} \gg_E$, $\ll a_\mu^+ a_\nu b_\gamma | a_\lambda^+ a_{\lambda'} \gg_E$ и т. д. мы составим, используя коммутационное соотношение

$$[a_\mu^+ a_\nu b_\gamma^+,\ a_m^+ a_{m'} (b_l^+ + b_l)] =$$

$$= [a_\mu^+ a_\nu,\ a_m^+ a_{m'}] b_\gamma^+ (b_l^+ + b_l) - [b_\gamma^+,\ (b_l^+ + b_l)] a_\mu^+ a_\nu a_m^+ a_{m'}. \qquad (33)$$

Пренебрегая как малыми членами, содержащими произведения 4-х операторов a^+ и a, для функции $\ll a_\mu^+ a_\nu b_\gamma^+ | a_\lambda^+ a_{\lambda'} \gg_E$, например, можно записать уравнение

$$(E + \varepsilon_\mu - \varepsilon_\nu + \hbar\omega_\gamma) \ll a_\mu^+ a_\nu b_\gamma^+ | a_\lambda^+ a_{\lambda'} \gg_E =$$

$$= \sum_m \sum_l \{ B_l^{(1)}(\nu, m) \ll a_\mu^+ a_m b_\gamma^+ (b_l^+ + b_l) | a_\lambda^+ a_{\lambda'} \gg_E - \qquad (34)$$

$$- B_l^{(1)}(\mu, m) \ll a_m^+ a_\nu b_\gamma^+ (b_l^+ + b_l) | a_\lambda^+ a_{\lambda'} \gg_E \}.$$

Уравнение для функции $\ll a_\mu^+ a_\nu b_\gamma | a_\lambda^+ a_{\lambda'} \gg_E$ совпадает с уравнением (34), в котором необходимо заменить b_γ^+ на b_γ и ω_γ на $-\omega_\gamma$. Составляя аналогичным образом уравнения для двух остальных функций, мы мо-

жем затем расцепить полученную систему уравнений, используя приближенные соотношения типа

$$\ll a_\mu^+ a_m\, b_\tau^+ (b_l^+ + b_l) | a_{\lambda'}^+ a_\lambda \gg_E \simeq \langle b_\tau^+ (b_l^+ + b_l) \rangle \ll a_\mu^+ a_m | a_{\lambda'}^+ a_\lambda \gg_E \simeq$$

$$\simeq \delta_{\tau l} v_\tau \frac{i/2\pi\, \delta_{\mu\lambda}\, \delta_{m\lambda'} (n_\lambda - n_{\lambda'})}{E + \varepsilon_\mu - \varepsilon_m}.$$

В результате такого расцепления для функции $\ll a_\mu^+ a_{\mu'} | a_{\lambda'}^+ a_\lambda \gg_E$ получаем выражение, совпадающее с (23), в котором вместо A необходимо подставить

$$A(E) = -\sum B_\alpha^{(1)}(\lambda', \mu')\, B_\alpha^{(1)}(\lambda, \mu) \left\{ \frac{v_\alpha}{E - \varepsilon_{\lambda'\mu} + \hbar\omega_\alpha} + \frac{1 + v_\alpha}{E - \varepsilon_{\lambda'\mu} - \hbar\omega_\alpha} + \right.$$

$$\left. + \frac{v_\alpha}{E - \varepsilon_{\mu'\lambda} + \hbar\omega_\alpha} + \frac{1 + v_\alpha}{E - \varepsilon_{\mu'\lambda} - \hbar\omega_\alpha} \right\}.$$

Дальнейшие вычисления мы выполним так, как это было сделано в разделе 2. В результате для вероятности электрон-фононной безызлучательной передачи получается выражение

$$w_{эф} = 2\pi \frac{(n_\lambda - n_{\lambda'})^2}{n_\lambda n_\mu} |A(E_m)|^2\, g(0), \qquad (35)$$

где

$$A(E_m) = A(\varepsilon_{\mu'} - \varepsilon_\mu) = \sum_\alpha \frac{2}{\hbar\omega_\alpha} B_\alpha^{(1)}(\lambda', \mu')\, B_\alpha^{(1)}(\lambda, \mu).$$

Если исходить из дебаевского приближения для колебаний кристаллической решетки, то после подстановки выражения (4) для коэффициентов ЭФВ в формулу (35) и последующего перехода от сумм по фононным состояниям к соответствующим интегралам посредством замены $\sum_\alpha \ldots \to \frac{3V}{2\pi^2 v_0^3} \int_0^{\omega_D} \cdots \omega^2 d\omega$ (где V — объем кристалла, ω_D — частота Дебая) для вероятности (35) нетрудно получить выражение

$$w_{эф} = \frac{(n_\lambda - n_{\lambda'})^2}{n_\lambda n_\mu} \frac{\omega_D^6}{2\pi^3 \rho^2 v_0'^0} |\langle \lambda | V^{(1)} | \mu \rangle|^2 |\langle \lambda' | V^{(1)} | \mu' \rangle|^2 g(0), \qquad (36)$$

где ρ — плотность кристалла.

Видно, что электрон-фононная передача энергии может осуществляться только по механизму обмена электронами между ионами и может проявляться на малых расстояниях R.

Все полученные здесь основные формулы содержат множитель $g(0)$ (см. (27)). В частном случае, когда функции $g_1(E)$ и $g_2(E)$ полностью перекрываются и обе имеют вид лоренцевского контура, нетрудно пока-

зать, что $g(0) = \frac{1}{2\pi\Gamma}$ ($\Gamma = \Gamma_\lambda + \Gamma_{\lambda'} + \Gamma_\mu + \Gamma_{\mu'}$ — суммарная ширина всех участвующих в процессе передачи электронных уровней)*.

Таким образом, все рассмотренные здесь вероятности резонансных БП косвенно (через ширины Γ) зависят от температуры. Они зависят от температуры также через множители, зависящие от чисел заполнения n_λ, n_μ нижних электронных состояний. В случае, когда состояния λ и μ являются основными, такая зависимость исчезает ($n_\lambda = n_\mu = 1$). Однако при достаточно высоких температурах населенность близко расположенных к основному состоянию штарковских подуровней увеличивается и в процесс передачи могут вовлекаться также эти подуровни. Соответствующие вероятности тогда будут зависеть от температуры посредством чисел заполнения электронов n_λ и n_μ.

5. Вероятность нерезонансной передачи энергии

Возможна такая безызлучательная передача, когда энергия электронного возбуждения при переходе от одного иона к другому изменяется по величине. В таких случаях закон сохранения энергии требует участия фононов решетки в процессе передачи энергии. В случае, когда энергия возбужденного состояния акцепторного иона больше, чем энергия возбужденного состояния донорного иона ($\varepsilon_{\mu'} - \varepsilon_{\lambda'} > 0$) (см. рис. 3), то очевидно, что в результате БП число фононов в решетке уменьшится. В обратном случае (когда $\varepsilon_{\mu'} - \varepsilon_{\lambda'} < 0$) число фононов в решетке увеличится. Такая передача энергии называется нерезонансной. Если в процессе передачи участвует один фонон решетки, то передача называется однофононной.

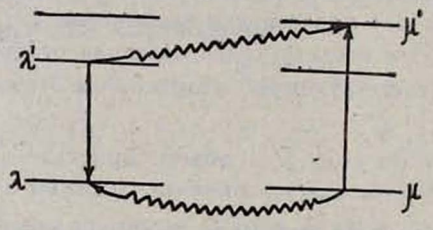


Рис. 3.

По аналогии с вероятностью (16) резонансной передачи энергии можно найти также вероятность однофононной нерезонансной передачи. В случае, когда БП осуществляется с поглощением фононов решетки, для этой вероятности имеем выражение

$$W = \sum_\alpha \frac{|\langle a_\mu^+ a_{\mu'}, b_\alpha^+(t),\ a_{\lambda'}^+ a_\lambda \rangle|^2}{(1+n_{\lambda'})(1+n_{\mu'})\, n_\lambda n_\mu v_\alpha}. \qquad (37)$$

* Это происходит, например, в случае резонансной передачи между ионами одного сорта.

Чтобы получить выражение для вероятности БП, который сопровождается процессом испускания фононов, достаточно в формуле (37) вместо b_α^+ подставить b_α, а вместо $v_\alpha - (1 + v_\alpha)$.

Цепочку для фурье-представления функции Грина $\ll a_\mu^+ a_{\mu'}, b_\alpha^+ | a_{\lambda'}^+ a_\lambda \gg_E$ мы составим, используя гамильтониан (13а) $H_{\mu\mu}^{(1)}$ в качестве оператора возмущения. Расцепляя обычным образом полученную таким образом систему уравнений, для функции $\ll a_\mu^+ a_{\mu'}, b_\alpha^- | a_{\lambda'}^+ a_\lambda \gg_E$ получаем выражение

$$\ll a_\mu^+ a_{\mu'}, b_\alpha^+ | a_{\lambda'}^+ a_\lambda \gg_E = \frac{i/2\pi v_\alpha A_\alpha(E) n_\lambda n_\mu}{(E - \varepsilon_{\mu'\mu} + \hbar\omega_\alpha)(E - \varepsilon_{\lambda'\lambda})}, \tag{38}$$

где

$$A_\alpha(E) = -[B_\alpha(\lambda, \lambda') B_\alpha(\mu, \mu') - B_\alpha(\lambda, \mu) B_\alpha(\lambda', \mu')]. \tag{39}$$

Нерезонансная однофононная передача может быть индуцирована также оператором (2) ЭФВ. В результате расцепления цепочки уравнений для функции $\ll a_\mu^+ a_{\mu'}, b_\alpha^+ | a_{\lambda'}^+ a_\lambda \gg_E$, составленной с помощью этого оператора, в первом неисчезающем приближении теории возмущений приходим к выражению (38), в котором $A_\alpha(E)$ есть

$$A_\alpha(E) = 2(n_\lambda - n_{\lambda'}) \sum_\gamma \left\{ B_\gamma^{(1)}(\mu, \lambda) B_{\alpha\gamma}^{(2)}(\mu', \lambda') \left[\frac{1 + v_\gamma}{E - \varepsilon_{\mu'\lambda} - \hbar(\omega_\alpha - \omega_\gamma)} + \right.\right.$$

$$\left. + \frac{v_\gamma}{E - \varepsilon_{\mu'\lambda} - \hbar(\omega_\alpha - \omega_\gamma)} \right] + B_\gamma^{(1)}(\mu', \lambda') B_{\alpha\gamma}^{(2)}(\mu, \lambda) \left[\frac{1 + v_\gamma}{E - \varepsilon_{\lambda'\mu} - \hbar(\omega_\alpha + \omega_\gamma)} + \right.$$

$$\left.\left. + \frac{v_\gamma}{E - \varepsilon_{\lambda'\mu} - \hbar(\omega_\alpha + \omega_\gamma)} \right] \right\}. \tag{40}$$

Подставляя выражение (38) в формулу (17), а затем полученную таким образом корреляционную функцию $< a_\mu^+ a_{\mu'}, b_\alpha^+(t), a_{\lambda'}^+ a_\lambda(0) >$ в формулу (37), для вероятности однофононной мультиполь-мультипольной передачи получаем известное выражение [5]

$$w_{\mu\mu}^{(1)} = n_\lambda n_\mu \frac{2\pi}{\hbar} \sum_\alpha |B_\alpha(\lambda, \lambda') B_\alpha(\mu, \mu') - B_\alpha(\lambda, \mu) B_\alpha(\lambda', \mu')|^2 v_\alpha \delta(\Delta - \omega_\alpha), \tag{41}$$

$$\hbar\Delta = |\varepsilon_{\mu'} - \varepsilon_\mu|,$$

а для электрон-фононной нерезонансной передачи — выражение

$$w_{\text{эф}}^{(1)} = \frac{(n_\lambda - n_{\lambda'})^2}{n_\lambda n_\mu} \frac{2\pi}{\hbar} \sum_\alpha |A_\alpha(E_m)|^2 v_\alpha \delta(\Delta - \omega_\alpha), \tag{42}$$

где

$$A_\alpha(E_m) = A_\alpha(\varepsilon_{\mu'\mu} - \hbar\omega_\alpha) = \frac{2}{\hbar} \sum_\gamma \left\{ B_\gamma^{(1)}(\mu', \lambda') B_{\alpha\gamma}^{(2)}(\lambda, \mu') \frac{1}{\omega_\gamma} + \right.$$

$$\left. + B_\gamma^{(1)}(\mu, \lambda) B_{\alpha\gamma}^{(2)}(\lambda', \mu') \left(\frac{1 + v_\gamma}{\Delta + \omega_\gamma} + \frac{v_\gamma}{\Delta - \omega_\gamma} \right) \right\}. \tag{43}$$

Переходя в формулах (41) и (42) от сумм по фононным состояниям к соответствующим интегралам и используя дебаевское приближение для

колебаний решетки, для вероятности однофононной передачи, индуцируемой взаимодействием моментов четвертого порядка, получаем выражение

$$w_{\mu\mu}^{(1)} = 24\left(\frac{11}{27}\right)^2 \pi \frac{e^4\Delta^3}{R_0^{18}\rho v_0^5} \frac{M^{(4)}}{\exp\left\{\frac{\hbar\Delta}{kT}\right\}-1}, \tag{44}$$

где

$$M^{(4)} = \Bigg| \sum_{m=-4}^{4} \langle\lambda| r_1^4 Y_{4m}(\vartheta_1, \varphi_1)|\lambda'\rangle \sum_{m=-4}^{4} \langle\mu| r_2^4 Y_{4m}(\vartheta_2, \varphi_2)|\mu'\rangle - \sum_{m=-4}^{4} \langle\lambda| r_1^4 Y_{4m}(\vartheta_1, \varphi_1)|\mu\rangle \sum_{m=-4}^{4} \langle\lambda'| r_2^4 Y_{4m}(\vartheta_2, \varphi_2)|\mu\rangle \Bigg|^2, \tag{45}$$

а для вероятности нерезонансной электрон-фононной передачи — выражение

$$w_{\text{эф}}^{(1)} = \frac{3}{2} \frac{\omega_D^6 \Delta^3}{\pi^5 \rho^3 v_0^{15}} \frac{|M_{\lambda\mu}^{\lambda'\mu'}|^2}{\exp\left\{\frac{\hbar\Delta}{kT}\right\}-1}, \tag{46}$$

где

$$M_{\lambda\mu}^{\lambda'\mu'} = \frac{1}{2}[\langle\lambda|V^{(1)}|\mu\rangle\langle\lambda'|V^{(2)}|\mu'\rangle + \langle\lambda|V_2^{(2)}|\mu\rangle\langle\lambda'|V_2^{(1)}|\mu'\rangle]. \tag{47}$$

Здесь также мультипольная передача содержит как дальнодействующие, так и короткодействующие члены, а электрон-фононная передача — только короткодействующие члены.

Вероятности (44) и (46) однофононных БП непосредственно через множитель $\left[\exp\left(\frac{\hbar\Delta}{kT}\right)-1\right]^{-1}$ зависят от температуры. Видно, что при низких температурах ($kT \ll \hbar\Delta$) они пропорциональны $\exp\left\{-\frac{\hbar\Delta}{kT}\right\}$, а при высоких температурах ($kT \gg \hbar\Delta$) пропорциональны T.

Институт физических
исследований АН АрмССР

Поступила 25. X. 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. *Th. Förster.* Ann. Phys., 2, 55 (1948); Zs. Naturf., 4a, 321 (1949); Disc. Faraday Soc., 27, 7 (1959).
2. *D. L. Dexter.* J. Chem. Phys., 21, 836 (1953).
3. *М. Д. Галанин.* Труды ФИАН, 12, 3 (1960).
4. *В. М. Агранович, М. Д. Галанин.* Перенос энергии электронного возбуждения в конденсированных средах, Изд. Наука, М., 1978.
5. *R. Orbach.* Optic properties of ions in crystals, Ed. by H. M. Croccwitl, H. W-Moos, N. I. Interscience Publishers Inc,, 1967, p. 445.
6. *В. Р. Нагибаров, И. А. Нагибарова.* Оптика и спектроскопия, 20, 814 (1966).

7. *Т. Г. Басиев и др.* В сб. «Спектроскопия кристаллов», Изд. Наука», М., 1975 стр. 155.
8. *Б. И. Хенкер и др.* Квантовая электроника, 5, 847 (1978).
9. *Г. М. Зверев, И. И. Куратев, А. М. Онищенко.* В сб. «Спектроскопия кристаллов», Изд. Наука, М., 1975, стр. 184.
10. *Г. М. Зверев, Г. Я. Колодный, А. М. Онищенко.* ЖЭТФ, 60, 920 (1971).
11. *И.В. Васильев и др.* ЖЭТФ, 56, 122 (1969).
12. *H. Y-P. Hong, S. R. Chinn.* Materials Research Bulletin, 11, 421 (1976).
13. *S. R. Chinn, H. Y-P. Hong, S. W. Pierce.* Laser Focus, № 5, 64 (1976).
14. *Н. Н. Боголюбов, С. В. Тябликов.* ДАН СССР, 126, 53 (1959).
15. *Ф. П. Сафарян.* Препринт ПЛРФ—78—19 (1979).
16. *Ф. П. Сафарян.* ФТТ, 19, 1947 (1977); ФТТ, 20, 1563 (1978).
17. *Ф. П. Сафарян.* ФТТ, 21, 300 (1979); Изв. АН АрмССР, Физика, 14, 16 (1979).
18. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц.* Теория поля, Изд. Наука, М., 1967.
19. *Д. А. Варшалович, А. Н. Москалев, В. К. Херсонский.* Квантовая теория углового момента, Изд. Наука, М., 1975.
20. *Д. Н. Зубарев.* УФН, 71, 71 (1960).

ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ ԻՈՆՆԵՐԻ ՄԻՋԵՎ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ԳՐԳՌՄԱՆ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ՈՉ ՃԱՌԱԳԱՅԹԱՅԻՆ ԱՆՑՄԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՇՈՒՐՋԸ

Ֆ. Պ. ՍԱՖԱՐՅԱՆ

Ակնարկում փորձ է արված հանրագումարի բերել լազերային բյուրեղներում խառնուրդային իոնների միջև ոչ ճառագայթային անցումների հավանականությանը վերաբերվող հիմնական արդյունքները։ Բոլոր բանաձևերը, ինչպես հայտնի, այնպես էլ նորերը արտածված են Գրինի երկժամանակային (ջերմաստիճանային) ֆունկցիաների օգնությամբ։ Համարվում է, որ էական երկու իոնների միջև առնչվում է շնորհիվ մուլտիպոլ-մուլտիպոլ փոխազդեցության կամ էլեկտրոն-ֆոնոն փոխազդեցության։ Նոր արդյունքները հիմնականում վերաբերվում են ոչ ճառագայթային անցումների կարճ աղղեցության մեխանիզմներին։

ON THE THEORY OF RADIATIONLESS TRANSFER OF ELECTRON EXCITATION ENERGY BETWEEN IMPURITY CENTRES IN DIELECTRIC CRYSTALS

F. P. SAFARIAN

In the present review the expression for calculating the probabilities of radiationless transfer of electron excitation energy between impurity ions in dielectric laser crystals are given. The calculations were carried out in the framework of universal theory of two-time (temperature) Green function, which allows to obtain the probabilities of both the resonance and nonresonance transitions. New results were obtained concerning several short-range mechanisms of radiationless transfer based on the assumption, that the co upling between impurity centers was stipulated by electron-phonon interactions.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 1о, 310—319 (1981)

ХРОНИКА

ДЖЕЙМС КЛЕРК МАКСВЕЛЛ

(к 150-летию со дня рождения)

Р. А. САРДАРЯН

Юбилейные даты выдающихся ученых — это вехи, когда следует призадуматься и оценить путь, пройденный наукой. Ретроспективный взгляд дает внушительную картину прогресса человечества, а деятельность отдельных выдающихся ученых дает мощный моральный стимул для дальнейшего штурма новых вершин знания. «Наука захватывает нас только тогда, когда, заинтересовавшись жизнью великих исследователей, мы начинаем следить за историей развития открытий» [1],— говорил Джеймс Клерк Максвелл, выдающийся английский физик, 150-летний юбилей со дня рождения которого исполнился 13 июня 1981 г.

С именем Максвелла связано объединение электрических и магнитных явлений в единое электромагнитное поле, которое описывается знаменитыми уравнениями — уравнениями Максвелла, явившимися одним из фундаментальных оснований классической физики. В то же время эти уравнения активно вторглись в повседневную жизнь человека, вызвав революционные преобразования даже в его образе жизни. Уравнения Максвелла являются теоретической основой всех практических достижений человека, так или иначе связанных с электромагнетизмом. Генрих Герц, который первым экспериментально доказал существование электромагнитных волн, предсказанных Максвеллом, писал, что «трудно избавиться от чувства, что эти математические формулы живут независимой жизнью и обладают своим собственным интеллектом, что они мудрее, чем мы сами, мудрее даже, чем их первооткрыватели, и что мы извлекаем из них больше, чем было заложено в них первоначально» [1]. Эта мысль актуальна и сегодня.

Обнаруженное впоследствии свойство релятивистской инвариантности уравнений Максвелла сейчас считается обязательным для уравнений любых физических полей. По-видимому, не менее обязательным для всех теорий поля является свойство калибровочной инвариантности, замеченное Г. Вейлем в начале 20-х годов [2]. Можно сказать, что теория Максвелла является образцом полевой теории, и хотя многие свойства уравнений Максвелла были обнаружены последующими исследователями, первый шаг, сделанный Максвеллом, был самым трудным.

Открытие Максвелла не явилось волей случая, а было следствием глубокого проникновения в физическую сущность явления. Об этом свидетельствует относительно короткая (1831—1879), но богатая содержанием

жизнь Максвелла. Максвеллом было выполнено столько замечательных трудов в самых различных областях физики, что почти каждый из них мог бы обеспечить ему бессмертие.

Родился Джеймс Клерк Максвелл в Эдинбурге в семье состоятельных родителей*. Он довольно рано, в восьмилетнем возрасте, лишился матери и был сильно привязан к отцу, который заботливо направлял развитие своего сына. Когда сыну исполнилось 10 лет, отец Максвелла, Джон Клерк Максвелл, определил его в Эдинбургскую гимназию, где Максвелл учился с 1841 по 1847 г. В гимназии Максвелл заработал кличку dufty — дуралей, но это скорее свидетельствовало о его экстраординарности относительно общей массы учеников, нежели о недостатке способностей. Уже в возрасте 14 лет он выполнил свою первую самостоятельную научную работу об овальных кривых, обобщив известный метод построения эллипса с помощью карандаша, двух булавок, воткнутых в доску в двух точках, и свободной петли из нитки, накинутой на булавки. Если нить дважды обернуть вокруг одного из фокусов, то аналогичным образом можно построить кривую — овал, у которой сумма расстояния от одного фокуса и утроенного расстояния до другого фокуса остается постоянной. Стремление к обобщениям является одним из важнейших компонентов научного творчества, что и было продемонстрировано Максвеллом уже в раннем возрасте. В публикации этой работы большую роль сыграл отец Максвелла, который был человеком весьма просвещенным и имел большой круг знакомств в кругах Эдинбургского королевского общества, в трудах которого и была опубликована эта работа в 1846 году.

После окончания гимназии Максвелл в 1847 г. поступает в Эдинбургский университет. Отец пока не решается отправить сына куда-нибудь далеко с тем, чтобы внимательно направлять и самому влиять на развитие сына. За годы учебы в Эдинбургском университете Максвелл опубликовал в «Трудах Эдинбургского королевского общества» две работы: по теории кривых качения и об упругости твердых тел. Последняя работа была уже довольно основательной. В ней была доказана теорема, впоследствии получившая название теоремы Максвелла в теории упругости и строительной механике, которая устанавливала принцип взаимных перемещений при статическом нагружении балок и ферм. Принцип этот заключается в том, что если на линейно-упругую балку действует единичная сила F_1, то перемещение δ_{21} в точке возможного приложения другой единичной силы F_2 равно перемещению δ_{12}, возникающему в результате действия единичной силы F_1, т. е. $\delta_{21} = \delta_{12}$.

Успехи Джеймса Максвелла заставили его отца задуматься о дальнейшем образовании сына. И как ни трудно было ему принять решение, связанное с разлукой с сыном, он решает, что Джеймсу надлежит продолжить учебу в Кембриджском университете. Недаром впоследствии Максвелл говорил, что иметь мудрых и добрых родителей — величайшая удача в жизни.

---

* Желающим получить более подробные биографические сведения могут быть рекомендованы книги [3, 4].

С 1850 г. Максвелл учится в Кембриджском университете, сначала в колледже Питерхауз, затем в Тринити-колледж, в котором, в частности, учился и работал Ньютон. В годы учебы он прилежно занимался, проявляя большую работоспособность, много читал, изучая математику, механику, астрономию, физику. В 1854 г. Максвелл блестяще заканчивает университет и оставляется в стенах университета в качестве члена Тринити-колледжа для преподавательской деятельности. Он читает лекции по гидравлике и оптике и в то же время проводит исследования по цветовому зрению, начатые еще в студенческие годы. Изучая цветовое зрение, он приходит к выводу, что все цвета можно получить, смешивая три основных цвета, в качестве которых он считал красный, синий и зеленый. Ему удается поставить изучение этого вопроса на количественную основу и четкий эксперимент, для чего он пользовался цветовым волчком. В те же годы он начинает интересоваться электромагнитными явлениями.

Следует отметить, что способности Максвелла и его научные успехи были довольно рано признаны ученым миром Великобритании, хотя и не были оценены в той мере, в какой он этого заслуживал. Уже в 25 лет ему была предложена кафедра натурфилософии в Абердинском университете (Шотландия). В 1856 г. Максвелл переезжает в Абердин, а также избирается членом Эдинбургского королевского общества. Абердинский период жизни Максвелла оказался чрезвычайно плодотворным. В эти годы выходит в свет его знаменитая работа «О фарадеевых силовых линиях» [5], блестяще выполняется исследование о кольцах Сатурна и появляется его первая статья по кинетической теории газов.

В теоретической работе, посвященной кольцам Сатурна, было показано, что кольца эти не могут быть сплошными, жидкими или твердыми, а скорее всего состоят из множества не связанных между собой твердых частиц, так как только такая структура обеспечивает им устойчивость. За эту работу Максвеллу была присуждена весьма почетная премия Адамса Кембриджского университета. Впоследствии теоретические выводы Максвелла были подтверждены прямыми астрономическими наблюдениями.

В 1860 г. произошло объединение местных колледжей в Абердине. Максвелл лишается кафедры, но приглашается в Лондон на должность профессора кафедры натурфилософии Кингс-колледжа. В том же году Максвеллу присуждается медаль Румфорда Лондонского королевского общества за исследования в области теории цвета и оптики, а на следующий год, 6 июня 1861 г., он становится членом Лондонского королевского общества.

Лондонский период жизни Максвелла также был чрезвычайно плодотворным. Он продолжал заниматься цветовым зрением, а в мае 1861 г. продемонстрировал на лекции впервые в мире цветную фотографию. Любопытно, что, как впоследствии было показано [6], у Максвелла ничего не должно было получиться, так как фотографические материалы, имеющиеся в его распоряжении, были нечувствительны к красному и зеленому цветам. Однако случай помог Максвеллу продемонстрировать правиль-

ность своих представлений — передачу цвета обеспечили три других компонента цвета, о которых Максвелл и не подозревал.

В эти же годы Максвелл продолжает заниматься кинетической теорией газов. Им был получен важнейший результат, согласно которому молекулы газа распределены по скоростям согласно закону — т. н. распределению Максвелла:

$$\left(\frac{1}{\alpha\sqrt{\pi}}\right)^3 \exp\left\{-\frac{v_x^2+v_y^2+v_z^2}{\alpha^2}\right\}.$$

В обозначениях Больцмана ($\alpha = \sqrt{2kT/m}$, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура) это распределение имеет вид

$$\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} \exp\left\{-\frac{m(v_x^2+v_y^2+v_z^2)}{2kT}\right\}.$$

Одного этого результата было бы достаточно, чтобы увековечить имя его автора. Последующие исследования показали, что выражение типа $\exp\{-E/kT\}$ для статистического распределения составляет основу как классической, так и квантовой статистики.

Другой важный результат Максвелла по кинетической теории газов заключался в том, что им была показана независимость вязкости газа от его плотности. Следует заметить, что Максвелл это смог проверить экспериментально на сконструированной им установке в домашних условиях. Это был экспериментальный результат, который способствовал признанию кинетической теории. Кинетическая теория была признана не всеми и не сразу и дискуссии по этому поводу продолжались до конца XIX века [7, 8].

Максвелл продолжал работы также по строительной механике, статическим конструкциям и структурам в технике, начатые еще в юности в Эдинбурге. Он выполнил ряд расчетов равновесия и жесткости ферм, разработал диаграммный метод определения усилий в стержнях плоских ферм, который, в частности, упомянут в Большой Советской Энциклопедии как Максвелла-Кремоны диаграмма. Но наиболее выдающимся достижением Максвелла в лондонский период и вообще в его научной деятельности было объединение электрических и магнитных явлений в единую физическую сущность и создание теории электромагнитного поля.

Во времена Максвелла ньютоновская механика была господствующей научной концепцией в физике и вместе с сообществом ученых составляла рабочую парадигму*, в рамках которой велось любое нормальное научное исследование. Однако эта парадигма, позволившая решить многие научные и прикладные задачи, как и полагалось, внутри себя содержала определенные неясности и противоречия, которые вызывали необходимость проводить экстраординарные исследования. В этом отношении показательны

* Подробно о понятиях парадигма, научное сообщество, нормальное научное исследование, экстраординарное исследование, научное видение и о закономерностях развития науки см. [9].

работы Фарадея и Максвелла, в результате которых выкристаллизовалось понятие поля и взаимодействия, распространяющегося с конечной скоростью. Общепринятая со времен Ньютона концепция дальнодействия казалась незыблемой, а опыт показывал, что электрический ток может протекать только в проводниках. Введение же Максвеллом тока смещения, которое экспериментально в те годы трудно было заметить, сразу же сделало его теорию революционной. При этом любопытно отметить, что Максвелл, придерживающийся существующей парадигмы, пытался построить механическую модель электромагнитного взаимодействия, и эта модель с необходимостью привела его к выводу, что даже в диэлектриках, а также в эфире, находящихся в состоянии упругого электрического напряжения, как представлял себе Максвелл, должно проявиться явление, напоминающее электрический ток, т. е. ток смещения. И как только были написаны уравнения, известные сегодня всему миру как уравнения Максвелла, Максвелл приходит к очень важному выводу о том, что «...едва ли мы можем избежать вывода, что свет состоит из поперечных колебаний той же самой среды, которая является причиной электрических и магнитных явлений». Эта фраза характерна для всего научного творчества Максвелла, который считал, что любые аналогии хороши лишь как строительные леса, которые должны быть отброшены, как только для соответствующего явления будет создан адекватный математический аппарат.

Несмотря на то, что Максвелл был набожным человеком, в научном творчестве он стоял на позициях стихийного материализма. Он считал, что физическая картина мира является не зависящей от исследователя реальностью и это часто может приводить к конфликту с обыденным, тривиальным здравым смыслом. А во времена Максвелла здравый смысл заключался в том, что ток через диэлектрик течь не может и что природа определяется такими ньютоновскими понятиями как пространство, время, материальные точки и силы.

Таким образом, можно сказать, что переворот, совершенный Максвеллом, произошел под влиянием идей Ньютона в результате экстраординарного исследования, приведшего к новому научному ви́дению. Теория Максвелла разрушала ньютоновское представление о физической реальности, хотя, как это видно и в данном случае, имеется определенная преемственность идей Ньютона и Максвелла. Эйнштейн писал: «После исследований Фарадея и Максвелла постепенно стало ясно, что основы механики находятся в противоречии с электромагнитными явлениями... Сначала (они) осознали, что электромагнитные явления нельзя описать с помощью теории сил, мгновенно оказывающих действие на расстоянии... (Они) противопоставили теории непосредственного дальнодействия теорию электромагнитного поля. Согласно этой теории, распространение электромагнитных сил связано не с мгновенным дальнодействием, а с некоторым состоянием пространства (эфира, электромагнитного поля), способного передавать действие этой силы. Наряду с движущимися материальными точками, которые в соответствии с теорией Ньютона были единственными носителями энергии, поле, наделенное энергией и описываемое непрерывны-

ми функциями пространственных координат, выступает как физическая реальность.

Вначале физики еще не отдавали себе полного отчета в революционизирующем характере теории поля. Сам Максвелл был убежден в том, что электродинамические процессы можно рассматривать как движение эфира, и даже использовал механику при выводе уравнений поля. Однако со временем стал все более отчетливо представлять, что сведение уравнений электромагнитного поля к уравнениям механики невозможно» [10]. И действительно, Максвелл довольно скоро отбросил строительные леса ньютоновской механики.

Революционность теории Максвелла проявилась и в том, что многие его современники не приняли новой теории, тем более, что она еще ждала своего экспериментального подтверждения. Лорд Кельвин даже считал, что электромагнитная теория света является шагом назад относительно механических представлений теории Френеля и его последователей, а о токе смещения говорил, что это занятная, но не вполне неуязвимая гипотеза. Не признавал новой теории Максвелла и Стокс, всегда дружелюбно относившийся к Максвеллу. Отрицательно отнеслись к теории многие известные европейские ученые, в том числе, например, А. Пуанкаре, которые считали построения Максвелла искусственными и лишенными логики. Зато идеи Максвелла подхватили молодые ученые, которые, однако, не могли убедить своих старых маститых коллег. Восторженно относились к теории Максвелла Больцман, Дж. Дж. Томсон, Гельмгольц. Последний побудил Г. Герца экспериментально проверить положения теории. О. Хевисайд одновременно с Г. Герцем придал уравнениям Максвелла их современную форму. Дж. Фицджеральд выдвинул идею о сокращении размеров движущихся тел в направлении движения, а Х. Лоренц блестяще применил уравнения Максвелла к проблеме отражения и преломления света диэлектриками и металлами, а впоследствии и к движущимся телам, в результате чего появились преобразования Лоренца. Оставался небольшой, но решительный шаг — обобщающие заключения А. Эйнштейна, чтобы завершить здание классической физики. Ее составляющие части следующие.

1. Ньютоновская механика, в которой законы движения материальных точек определяются хорошо известным дифференциальным уравнением

$$\frac{d}{dt}\mathbf{p} = \sum \mathbf{F},\ \mathbf{p} = m_0\mathbf{v},\ E = \frac{\mathbf{p}^2}{2m_0}.$$

2. Сила гравитационного взаимодействия, определяемая выражением

$$\mathbf{F} = -G\frac{m_1 m_2}{r^2}\mathbf{n}_r,\ \mathbf{n}_r = \frac{\mathbf{r}}{r} \quad \text{или} \quad \nabla^2\Phi = 4\pi G\rho.$$

3. Концепция электромагнитного поля и уравнения Максвелла

$$\operatorname{div}\mathbf{D} = 4\pi\rho,$$

$$\operatorname{rot}\mathbf{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t},$$

$$\operatorname{div}\mathbf{B} = 0,$$

$$\text{rot}\,\mathbf{H} = \frac{4\pi}{c}\mathbf{j} + \frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}.$$

4. Принцип относительности Эйнштейна, из которого следует зависимость импульса частицы от скорости движения:

$$\mathbf{p} = \frac{m_0\mathbf{v}}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}, \quad E = \frac{m_0c^2}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}.$$

5. Общая теория относительности Эйнштейна, преобразовавшая теорию гравитации Ньютона таким образом, чтобы совместить ее с инвариантными свойствами теории Максвелла:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu}.$$

Имя Максвелла, как говорил М. Планк, «блистает на вратах классической физики» [11].

Университетские обязанности в какой-то мере тяготили Максвелла, тем более, что, по признанию многих его современников, педагогические способности Максвелла нельзя было сравнить с его научным дарованием. В 1865 г. Максвелл переезжает в свое поместье Гленлейр и начинает работать над двумя основными трудами своей жизни — «Теорией теплоты» и «Трактатом об электричестве и магнетизме», которые выходят в свет в 1871 и 1873 гг.

В 1871 г. в Кембриджском университете основывается кафедра экспериментальной физики. Герцог Девонширский, внучатый племянник Генри Кавендиша, предлагает Кембриджскому университету построить и оснастить физическую лабораторию, тем более, что такие лаборатории стали возникать во многих крупных университетах Европы. Сам, будучи выпускником Кембриджского университета и не лишенный математического дарования, герцог понимал явную недостаточность и ограниченность преподавания физики в Кембриджском университете. Ощущалась настоятельная необходимость в хорошо оснащенной физической лаборатории, так как физика не могла развиваться без хорошо поставленного эксперимента, а самодельные домашние лаборатории отдельных ученых уже не в состоянии были решать поставленные перед наукой вопросы. Возглавить строительство и будущую лабораторию было предложено Джеймсу Максвеллу, который с большим энтузиазмом занялся строительством и оснащением лаборатории. Будучи незаурядным экспериментатором, о чем свидетельствуют его опыты по оптике, смешиванию цветов, измерению вязкости газов, а также неплохо разбирающийся в вопросах строительства, Максвелл создал первоклассную физическую лабораторию, которая была открыта в торжественной обстановке 14 июня 1874 г. Кавендишская лаборатория со временем стала всемирно известным научным центром. Вслед за Дж. К. Максвеллом этой лабораторией последовательно заведовали такие выдающиеся физики как лорд Рэлей, Дж. Дж. Томсон, Э. Резерфорд,

Л. Брэгг, Н. Мотт — все без исключения лауреаты Нобелевской премии. Долгие годы в Кавендишской лаборатории работал наш соотечественник, академик П. Л. Капица, также лауреат Нобелевской премии.

Генри Кавендиш, чье имя впоследствии стала носить лаборатория, был фанатически преданным науке человеком. Однако он крайне редко публиковал свои результаты, и основная часть его манускриптов хранилась у его наследников. Герцог Девонширский передал эти манускрипты Максвеллу, который заинтересовался личностью Кавендиша и подготовил к публикации его труды.

Жизнь Кавендиша оказалась поучительной. Предвосхитив во многом развитие науки (он, в частности, установил законы Ома и Кулона, определил гравитационную постоянную), Кавендиш, однако, не опубликовал своих результатов, но это, разумеется, не остановило поступательного движения науки. В науке, говоря словами Л. К. Кэррола из его знаменитой сказки «Алиса в зазеркалье», «...приходится бежать со всех ног, чтобы только остаться на том же самом месте» [12]. Научная деятельность может считаться завершенной лишь тогда, когда, по словам Фарадея, нет отклонений от поставленной цели — «работать, заканчивать, опубликовывать».

То, что Максвелл уделил такое внимание наследию Кавендиша, свидетельствует о большом его интересе к истории науки. Он говорил, что «история науки не ограничивается перечислением успешных исследований. Она должна сказать нам о безуспешных исследованиях и объяснить, почему некоторые из самых способных людей не смогли найти ключа знания и как репутация других дала лишь большую опору ошибкам, в которые они впали» [13].

Большое значение Максвелл придавал популяризации науки, написав ряд блестящих популяризаторских работ и читая лекции перед широкой аудиторией. Он отмечал, что «...изучение и распространение правильных идей о динамике уже произвело значительное изменение в языке и мышлении даже тех, кто не претендует на ученость, и мы ежедневно получаем новое доказательство того, что популяризация научных доктрин производит такие же изменения в умственном состоянии общества, какие материальные приложения науки вызывают в его внешней жизни» [13].

Максвелл обратил внимание на то, какое большое значение приобретает наука в жизни общества. Он писал, что «...вопрос о современном состоянии науки и о путях ее усовершенствования — дело всей нации и, более того, дело, имеющее фундаментальное значение. Пусть нация знает, в чем мы действительно нуждаемся: нам нужны еще Фарадеи, другими словами, нужны люди, работающие над созданием новых знаний» [14].

Промышленный переворот, который произошел в Англии в конце XVIII, начале XIX веков во многом был обязан развитию науки, а еще при жизни Максвелла электричество начало триумфально вторгаться в повседневную жизнь. Это позволило Максвеллу увидеть возникновение тесной связи науки и техники и сказать, что «...в настоящее время на людей науки уже не смотрят с почтительным страхом и подозрительностью.

Предполагается, что они связаны с практическим духом века и образуют как бы передовой отряд человечества» [13]. Заметил Максвелл и другую тенденцию, связанную с дифференциацией науки. Он видел, что «среди ученых появляется иногда узкий профессиональный дух, такой же, какой появляется среди людей, занимающихся какой-либо другой специальностью. Нужно преодолеть тенденцию людей разбиваться на замкнутые кружки, в которых, именно благодаря их замкнутости, господствуют мелкие цеховые интересы» [13]. Максвелл предлагал преодолеть такую односторонность специализации постоянным стремлением «...поддерживать живую связь между нашей работой и гуманитарными курсами, литературными, филологическими, историческими и философскими».

Остается добавить, не претендуя на полноту, что Максвеллу принадлежат также изобретения линзы «рыбий глаз», теория географических карт и даже теория регуляторов — основы современной теории управления [15].

Таков жизненный путь Джеймса Клерка Максвелла, закончившийся 5 ноября 1879 года. Известный пакистанский физик, лауреат Нобелевской премии Абдус Салам писал: «...в истории физики в одном ряду стоят три имени: Ньютона, Максвелла и Эйнштейна — ученых, которые достигли наибольших успехов в унификации законов природы» [16].

Альберт Эйнштейн потратил много усилий, чтобы добиться объединения гравитации и электромагнетизма. Это был грандиозный замысел, но развитие науки пошло по другому пути. Были обнаружены новые виды фундаментальных взаимодействий и полей. И снова на повестку дня встал вопрос об объединении взаимодействий. Конечной целью теоретической физики стало видеться создание единой теории всех физических взаимодействий. Физика, шагнувшая в принципиально иной мир — мир квантовых явлений, снова видит в качестве образцовой теории поля теорию Максвелла — первую калибровочную теорию с локальной инвариантностью. Следующий шаг уже сделан. Подобно тому, как Максвелл объединил электричество и магнетизм, Вайнберг, Салам и Глэшоу объединили электромагнетизм и слабые силы природы.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Е. М. Кляус.* Джеймс Клерк Максвелл. В кн. Дж. К. Максвелл. Статьи и речи, Изд. Наука, М., 1968, стр. 339.
2. *Ч. Янг.* Эйнштейн и физика второй половины XX века, УФН, 132, 168 (1980).
3. *Вл. Карцев.* Максвелл, Изд. Молодая гвардия, М., 1974.
4. *Д. Мак Дональд.* Фарадей, Максвелл и Кельвин, Атомиздат, М., 1967.
5. *Дж. К. Максвелл.* Избранные сочинения по теории электромагнитного поля, М., 1954.
6. *Р. М. Эванс.* Цветная фотография Максвелла. В кн. Дж. К. Максвелл. Статьи и речи, М., 1968, стр. 318.
7. *С. Дж. Бруш.* Развитие кинетической теории газов (Максвелл). В кн. Дж. К. Максвелл. Статьи и речи, М., 1968, стр. 288.
8. *В. П. Карцев.* Максвелл и чувственный образ физического мира, Вопросы истории естествознания и техники, 1, 95 (1980).
9. *Г. М. Гарибян, Р. А. Сардарян.* Изв. АН АрмССР, Физика, 16, 158 (1981).
10. *А. Эйнштейн.* Собрание научных трудов, М., 1967, т. IV, стр. 55.

11. *М. Планк.* Джеймс Клерк Максвелл и его значение для теоретической физики в Германии. В кн. М. Планк. Единство физической картины мира. Изд. Наука, М., 1966, стр. 170.
12. *Л. Кэрролл.* Приключения Алисы в стране чудес. Сквозь зеркало и что там увидела Алиса, или Алиса в зазеркалье, Изд. Наука, М., 1979, стр. 138.
13. *Дж. К. Максвелл.* Вводная лекция по экспериментальной физике (Значение эксперимента в теоретическом познании). В кн. Дж. К. Максвелл. Статьи и речи, М., 1968, стр. 20.
14. *Дж. К. Максвелл.* Фарадей. В кн. Дж. К. Максвелл. Статьи и речи, М., 1968, стр. 64.
15. *Р. В. Джонс.* Джеймс Клерк Максвелл. Вопросы истории естествознания и техники, 1, 83 (1980).
16. *А. Салам.* Последний замысел Эйнштейна: объединение фундаментальных взаимодействий и свойств пространства-времени, Природа, № 1, 54 (1981).

ՋԵՅՄՍ ԿԼԵՐԿ ՄԱՔՍՎԵԼ
(ծննդյան 150-ամյակի առթիվ)

Ռ. Ա. ՍԱՐԴԱՐՅԱՆ

Տրված է անգլիացի ականավոր գիտնական Ջ. Կ. Մաքսվելի կյանքի համառոտ ակնարկը։ Ներկայացված են նրա հիմնական գիտական նվաճումները։ Տրված է անվանի ֆիզիկոսների գնահատականը գիտության մեջ նրա տեղի և դերի վերաբերյալ։ Ցույց է տրված Մաքսվելի հետազոտությունների հեղափոխական բնույթը և քննության է առնված ֆիզիկական հետազոտությունների մեթոդի, գիտության պատմության, գիտության հետ հասարակության կյանքի կապի նկատմամբ նրա վերաբերմունքը։

JAMES CLARK MAXWELL
(to the 150-th anniversary of birth)

R. A. SARDARIAN

A brief account is given of the life of J. C. Maxwell — a prominent English scientist who unified electric and magnetic phenomena into a single electromagnetic field. His basic scientific achievements are presented. The estimation is given of his role and place in science by other prominent physicists. The revolutionary character of Maxwell's investigations is shown and his attitude towards the methodolody of physical investigations, the history of science and the relation of science to the life of society is considered.

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Է. Ա. Համբարձումյան. *Աստղաֆիզիկայի զարգացման որոշ տենդենցների վերաբերյալ* 239

Ռ. Մ. Մուրադյան. *Միջուկային ուժերը և քվանտային քրոմոդինամիկան* . . . 252

Կ. Հ. Ասատրյան. *Բարակ քվանտացված թելերում լիցքավորված խառնուրդային վիճակների տեսությունը* 262

Յու. Ս. Վարդանյան. *Խոնավորտի —շերտի չեզոք գազի շարժումը և մերձերկրյա տիեզերական տարածության էլեկտրադինամիկական վիճակը* 268

Խ. Ա. Սիմոնյան, Ա. Ռ. Թումանյան. *Մասնիկների բաշխման մեխանիզմը էլեկտրոնային սինքրոտրոնի ներքին թիրախների միջև* 273

Ա. Հ. Հարությունյան, Կ. Բ. Պետրոսյան, Կ. Մ. Փոխսարյան. *Լույսի գերկարճ իմպուլսների էֆեկտիվ պարամետրիկ գեներացիան լիթիումի յոդատում* 278

Ջ. Հ. Սարգսյան, Կ. Հ. Մովսիսյան, Գ. Թ. Օվանեսով. *Նաիրիտ HTH-ի դիէլեկտրիկ ռելաքսացիայի առանձնահատկությունները* 282

Ս. Ա. Պապոյան, Պ. Հ. Բնզիրգանյան. *Ռենտգենյան ճառագայթման աղբյուրի արտապատկերումը եկված բյուրեղում դիֆրակցված փնջում* 287

ԱԿՆԱՐԿՆԵՐ

Տ. Պ. Սաֆարյան. *Հաղորդչին բյուրեղներում իոնների միջև էլեկտրոնային գրգռման էներգիայի ոչ ճառագայթային անցման տեսության շուրջը* 295

ԽՐՈՆԻԿԱ

Ռ. Ա. Սարդարյան. *Ջեյմս Կլերկ Մաքսվել (ծննդյան 150-ամյակի առիթով)* . . . 310

СОДЕРЖАНИЕ

В. М. Амбарцумян. О некоторых тенденциях в развитии астрофизики . . . 239
Р. М. Мурадян. Ядерные силы и квантовая хромодинамика 252
К. Г. Агаронян. Теория заряженных примесных состояний в тонких квантующих нитях 262
Ю. С. Варданян. Движение нейтрального газа в *E*-слое ионосферы и электродинамическое состояние околоземного космического пространства 268
Х. А. Симонян, А. Р. Туманян. Механизм распределения частиц по внутренним мишеням электронного синхротрона 273
А. Г. Арутюнян, К. Б. Петросян, К. М. Похсарян. Эффективная параметрическая генерация сверхкоротких импульсов света в йодате лития 278
З. Г. Саркисян, К. А. Мовсисян, Г. Т. Ованесов. Особенности диэлектрической релаксации паприта НТН 282
А. А. Папоян, П. А. Безирганян. Изображение источника рентгеновского излучения в пучке, дифрагированном на изогнутом кристалле 287

ОБЗОРЫ

Ф. М. Сафарян. К теории безызлучательной передачи энергии электронного возбуждения между примесными ионами в диэлектрических лазерных кристаллах 295

ХРОНИКА

Р. А. Сардарян. Джеймс Клерк Максвелл (к 150-летию со дня рождения) . . 310