ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РФ –
ФИЗИКО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
ИМЕНИ А. И. ЛЕЙПУНСКОГО

Л. Н. УСАЧЁВ
ИЗБРАННЫЕ ТРУДЫ
ВОСПОМИНАНИЯ

Обнинск, 2013

УДК 53(09)

Составитель и редактор *Б.Д. Кузьминов*

Л. Н. Усачев. Избранные труды. Воспоминания / Федеральное государственное унитарное предприятие «Государственный научный центр Российской Федерации – Физико-энергетический институт имени А.И. Лейпунского». – Обнинск, ФГУП «ГНЦ РФ-ФЭИ», 2013. – 228 с.: ил.

Книга посвящена выдающемуся учёному ГНЦ РФ-ФЭИ, лауреату Ленинской премии, основоположнику теории реакторов на быстрых нейтронах Льву Николаевичу Усачёву.

В данной книге представлены основные труды Л.Н. Усачёва в области реакторной физики. Чтобы отметить его широкий научный кругозор, приведены также отрывки из некоторых работ по ядерной физике. Собраны воспоминания его близких друзей и сотрудников ФЭИ, которые с разных позиций охарактеризовали Л.Н. Усачёва как учёного, администратора и человека. Помещены фотографии, отражающие разные стороны жизни Л.Н. Усачёва.

Для ученых и специалистов, интересующихся историей атомной науки и техники.

Обложка, обработка фотографий: *О. Петухова*
Верстка: *В. Долженко*, *Ю. Комиссарова*

ISBN 978-5-906512-18-5

ПРЕДИСЛОВИЕ

Лев Николаевич Усачев – выдающийся ученый, физик-теоретик, чьи работы широко известны в нашей стране и за рубежом. Его яркий талант раскрылся в эпоху становления ядерной энергетики при решении широкого круга проблем, связанных с физическими основами ядерных технологий. Плоды его научной деятельности явились значительным этапом развития мировой ядерной и нейтронной физики.

Лев Николаевич Усачев родился в Москве 26 января 1926 года. В среднюю школу он поступил учиться в 1933 году. По воспоминаниям одноклассника, он был немногословен, не торопился с высказываниями, старался выразить собственное мнение на обсуждаемые предметы. В 1939–1941 гг. он посещал кружок при механико-математическом факультете МГУ и принимал участие в математических олимпиадах школьников. К началу войны он окончил 8 классов.

В 1943 году Лев Николаевич экстерном сдал экзамены за полный курс средней школы, получив аттестат зрелости с отличием. В том же году поступил учиться в Московский автомеханический институт. В 1945 году его перевели на отделение строения вещества Физического факультета МГУ, где готовили кадры для ядерной проблемы. В 1948 году он закончил обучение в МГУ и защитил диплом с отличием. Д.И. Блохинцев, являясь профессором МГУ и одновременно руководителем теоретических работ в лаборатории «В» (в дальнейшем Физико-энергетический институт), способствовал направлению Л.Н. Усачева на работу в Обнинск.

С октября 1948 года Лев Николаевич начал работать в должности старшего лаборанта и со временем последовательно занимал более высокие должности, а в 1964 году он стал заведующим (директором) физического сектора (отделения) института, сохранив за собой обязанности начальника теоретического отдела.

Лев Николаевич обладал замечательным качеством – умением полностью погружаться в решаемую проблему, игнорируя при этом все отвлекающие факторы. Задачи он доводил до физически и математически ясного, исчерпывающего решения.

С самых первых шагов работы в ФЭИ Лев Николаевич взялся за разработку практически не изученной, но очень важной и перспективной области реакторной физики – теории реакторов на быстрых нейтронах.

Он впервые разработал физически ясные алгоритмы расчета спектров нейтронов в размножающих средах с учетом неупругого и упругого замедления, сформулировал понятия коэффициента размножения и воспроизводства ядерного горючего в активной зоне и отражателе реактора на быстрых нейтронах, рассмотрел размножение системы реакторов и время удвоения топлива. Эти работы легли в основу физических расчетов реакторов на быстрых нейтронах, проведенных в 1951–1952 гг. с целью выбора их наиболее перспективной концепции.

В последующие годы он сформулировал общую постановку пространственно-энергетической многогрупповой задачи расчета реактора на быстрых нейтронах. Были получены в явном виде ее решения для интегральных спектров по однородным областям и для реактора без отражателя как в диффузионном, так и в кинетическом приближениях.

В 1954 году Лев Николаевич защитил кандидатскую диссертацию. Она включала такие теоретические проблемы, как постановку многогрупповой задачи, исследование точности различных приближений метода сферических гармоник, развитие одногрупповой и многогрупповой теории возмущений, кинетику размножения нейтронов в реакторах, определение коэффициента воспроизводства топлива с учетом высших изотопов плутония, время удвоения топлива. На основе разработанных методов велись расчеты первых реакторов на быстрых нейтронах БР-1, БР-2, БР-5.

К 1955 году Л.Н. Усачев разработал новую фундаментальную теорию ценности нейтронов в реакторе. Он ввел физически наглядное понятие ценности нейтрона и на основе закона сохранения ценности вывел уравнение, которое оказалось сопряженным уравнению для потока нейтронов. Физически оказалось понятным, что эффект от добавления или уменьшения числа нейтронов в стационарном реакторе зависит не от их количества, а от их суммарной ценности, т. е. в простейшем случае от произведения их числа на ценность каждого нейтрона.

Опираясь на уравнения ценности и потока нейтронов, Лев Николаевич разработал точную теорию возмущений в наиболее общем виде, а также наиболее общий вывод уравнения кинетики реактора с явными выражениями для всех входящих величин. В развитие этих работ в 1956 году аналогичные результаты получены для возрастного приближения, что составило одну из основ теории реакторов на промежуточных нейтронах.

Развитая Л.Н.Усачевым обобщенная теория возмущений дает возможность рассчитывать вариации любых дробно-линейных функционалов нейтронного потока в реакторе любого типа от изменения состава или ядерных данных.

За научные исследования в области физики реакторов на быстрых нейтронах в составе авторского коллектива Лев Николаевич в 1960 году был удостоен звания лауреата Ленинской премии.

Расширяя исследования, направленные на раскрытие потенциальных возможностей быстрых реакторов, он провел сравнительный анализ различных реакторных систем с точки зрения потребностей в добыче и обогащении урана и необходимых объемов различных производств, исследовал время удвоения топлива с учетом внешних факторов.

По результатам исследований в 1964 году Лев Николаевич защитил докторскую диссертацию

Обобщенная теория возмущений, которую часто называют именем автора «PERTUS» (Perturbation – Usachev), широко используется в мировой науке. О высокой оценке зарубежными учёными вклада Л.Н.Усачева в развитие физики реакторов свидетельствует следующая выдержка из работы G. Palmiotti, M. Salvatores, G. Aliberti (2007 г.): «Теория возмущений в приложении к $k_{эф}$ критического реактора нашла исчерпывающее развитие в работе Л.Н.Усачева, представленной на Женевской конференции 1955 года. Теория возмущений, в основном развитая для изучения коэффициента реактивности, охотно использовалась в приложениях для изучения чувствительности и нашла эффективное развитие в 70–80-х годах. Это развитие, снова благодаря Л.Н.Усачеву, сделало возможным создание обобщенной теории возмущений, которая имела дело с общей проблемой вариации какого-либо функционала нейтронного потока. Усачев полностью сформулировал проблему связи вариаций функционала с каким-либо изменением оператора Больцмана».

Многие научные работники, которым посчастливилось сотрудничать со Львом Николаевичем, испытали в своей работе огромное влияние его идей.

К шестидесятым годам относится начало его деятельности в области ядерных данных. Это новое широкое направление на стыке ядерной, нейтронной физики и прикладной математики – оценка ядерных данных. Он, со свойственной ему глубиной, осознал ее значение и необходимость международного сотрудничества в создании информационного фундамента ядерной энергетики. Его научный и организаторский вклад в этой области трудно переоценить. Под его руководством был создан и функционировал Российский Центр Ядерных Данных, который входил в сеть четырех мировых центров. Это было его любимое детище.

Длительное время он был заместителем председателя отраслевой комиссии по ядерным данным, представлял СССР в Международном комитете по ядерным данным (МКЯД) при МАГАТЭ и проделал большую работу по организации международного обмена ядерными данными. Было выработано соглашение по созданию мировых библиографических (CINDA) и фактографических экспериментальных (EXFOR) библиотек ядерных данных. Пришлось преодолеть большие трудности в связи с различием отечественных и западных стандартов носителей информации. Лев Николаевич считал, что любая задача имеет решение, его надо только найти. И он находил эти решения. Его энтузиазм, оптимизм, уверенность в получении конечного результата благотворно влияли на молодых сотрудников ЦЯД, и они успешно решали многочисленные задачи в этой новой тогда научной проблеме.

В советские времена вклад СССР в мировую базу экспериментальных ядерных данных составлял около 25 %. Международный обмен существенно увеличивал объем доступной отечественным ученым информации.

Лев Николаевич призывал страны-члены МКЯД к свободному обмену и оцененными ядерными данными, которые непосредственно использовались в проектных расчетах ядерных реакторов. Будучи в 1972–1973 гг. председателем МКЯД, он провозгласил лозунг словами Шота Руставели: «Что отдашь – твое, что скроешь – потеряно навек». Но он понимал, что до тех пор, пока у нас не будет собственной национальной библиотеки оцененных ядерных данных, полноценный обмен оцененными данными не реален. Он приложил немало усилий для организации деятельности по выработке оцененных ядерных данных и созданию отечественной библиотеки, которой он присвоил название БРОНД (Библиотека рекомендованных оцененных нейтронных данных). В настоящее время создается ее третья версия, основанная на научных знаниях, достигнутых к началу XXI века.

Деятельность по ядерным данным ориентирована непосредственно на ядерные технологии. От полноты объема и качества ядерных данных, используемых в расчетах, зависят закладываемые в проекты запасы. Безопасность, экономичность и экологическая приемлемость ядерных установок во многом определяются используемыми при проектировании ядерными данными. В связи с этим остро стояли вопросы о допустимой погрешности ядерных данных и определении погрешности оцененных данных.

Корректному определению погрешности оцененных данных и ее корреляционным свойствам Лев Николаевич придавал большое значение. Он считал необходимым разделение погрешности на компоненты с разными корреляционными свойствами, поскольку, например, «...статистически независимая погрешность в каждом из 26-групповых энергетических интервалов в 10 раз слабее влияет на погрешность результата определения реакторного параметра, чем погрешность того же размера, но коррелированная по всем энергетическим группам» (из выступления в МАГАТЭ).

Для решения этих задач Л.Н. Усачев выработал сугубо научный подход. Вопрос о потребности в ядерных данных и допустимой их погрешности был изучен на основе обобщенной теории возмущений. Измерения ядерных данных обходятся весьма дорого, и чем прецизионнее результаты измерений, тем они более дорогостоящие. Поэтому необходимо было решить проблему – как удовлетворить потребности в ядерных данных с наименьшими затратами. Он решил целый ряд оптимизационных задач деятельности по ядерным данным на основе математической статистики и теории возмущений. К ним относятся: корреляции погрешностей и их учет в проблеме ядерных данных; определение потребностей в ядерных данных; планирование оптимальной совокупности микроэкспериментов, обеспечивающей требуемые точности оцененных данных с учетом интегральных экспериментов.

Широкая эрудиция и разносторонние интересы позволили Льву Николаевичу с высоких научных позиций внести вклад и в другие направления ядерной науки. Он участвовал в первой работе по изучению величины «альфа» плутония-239 для быстрых нейтронов на основе анализа образца земли, взятого с полигона взрыва плутониевой бомбы. Эта величина рассчитывалась по соотношению содержания изотопов плутония-239 и -240 в исследовавшемся образце. Ему принадлежат одни из первых рекомендаций по спектрам нейтронов деления, энергетической зависимости их среднего числа и идеология интерпретации проявления каналовых эффектов в этой зависимости. Изучение каналовых эффектов в рамках коллективной модели ядра явилось свежим направлением в физике деления ядер. Лев Николаевич включился в теоретические исследования каналов деления четно-четных ядер вблизи барьера деления, угловых распределений осколков и структуры барьера деления. Он был инициатором экспериментальных и теоретических исследований фотоделения ядер вблизи барьера и являлся соавтором открытия, зарегистрированного по результатам этих исследований.

Будучи теоретиком, он глубоко вникал и в экспериментальные исследования по физике быстрых нейтронов, помогал в интерпретации результатов измерений, оказал плодотворное влияние на развитие термодинамического описания энергетических спектров атомных ядер, принимал активное участие в дискуссиях о роли равновесных, предравновесных и прямых процессов в формировании спектров нейтронов, рождающихся в ядерных реакциях.

При скудном финансировании фундаментальных исследований ему удавалось поддерживать развитие экспериментальной базы, технической оснащенности отделения и компьютеризации научных исследований.

Атмосфера творческой деятельности Л.Н. Усачева отнюдь не всегда была безоблачной. Здесь уместно кратко представить обстановку одного из трудных периодов в его жизни. Как было принято в советские времена, крупные ученые обычно являлись одновременно и административными руководителями. Естественно, такая судьба не миновала и Льва Николаевича. Он возглавлял теоретическую лабораторию, теоретический отдел и впоследствии крупный ядерно-физический сектор, включавший отделы теоретиков, экспериментаторов, ускорителей и математиков.

Замечательной чертой характера Льва Николаевича была целеустремленность, всепоглощающая увлеченность актуальным для него делом. Он не перескакивал с одной проблемы на другую. Он, как правило, развивал свои идеи до полного и всеобъемлющего завершения. Это способствовало исключительной эффективности его творческой деятельности.

В силу этой черты характера ему трудно было вести сразу несколько дел. Все отвлекающие события он игнорировал ради решения его главной для данного периода задачи. В такие времена попытки втянуть его в обсуждение других проблем, даже весьма актуальных для жизни его научного коллектива, были малоэффективными. Его собственная научная работа поглощала большую часть его рабочего времени и энергии. Это снижало его административные возможности. Его ненавязчивый, мягкий стиль управления привел к чрезвычайному, с точки зрения местных органов КПСС, происшествию, больно ударившему по Льву Николаевичу.

Партия оценивала человека, особенно руководителя, по комплексу производственных, моральных и политических критериев. Достаточно было оступиться в рамках одного из этих критериев, чтобы оказаться в центре разбора в партийных органах разного уровня, где решалась дальнейшая судьба человека. Не миновала эта участь и Льва Николаевича.

Еще в 1961 году было вынесено предупреждение Л.Н. Усачеву за недооценку воспитательной работы в подчиненном ему коллективе. Но более сложная обстановка возникла в 1966 году, когда было обнаружено, что в теоретическом отделе имеет место распространение запрещенной литературы и самиздата. Партийные органы отреагировали на это событие весьма сурово. За упущения в руководстве отделом коммунисту Усачеву был объявлен выговор. Сама процедура разбирательства сильно изматывала нервную систему.

Все эти партийные обсуждения и решения, несомненно, повлияли на административную устойчивость Льва Николаевича. В 1969 году один из его подчинённых, намериваясь занять должность Л.Н.Усачева, подал докладную записку директору института и в партком, в которой заявил, что Усачев Л.Н. по своим деловым и политическим качествам не соответствует его служебному положению и должен быть снят с должности заведующего сектором. К счастью, созданная комиссия объективно разобралась в сути дела, сняла с Л.Н. Усачева надуманные обвинения и рекомендовала доверить ему дальнейшее руководство физическим сектором.

Последующая деятельность Льва Николаевича протекала в более спокойном русле.

Лев Николаевич страстно увлекался всем новым, малопонятным, он стремился докопаться до сути явления, и, естественно, не остались вне его внимания такие проблемы как Тунгусский метеорит, неопознанные летающие объекты. Он с удовольствием демонстрировал знакомым изменения плотности и расположения годовых колец на имевшемся у него образце дерева, привезенного с места Тунгусской катастрофы.

Большое место в жизни Льва Николаевича занимал спорт. Туризм пеший и на байдарках, подводное плавание, альпинизм, горные лыжи – этому он посвящал свой отдых. Из архивных документов следует, что ещё в 1948 году он организовал первый для института туристический поход. Он первым опробовал водные лыжи на реке Протва.

Увлечение горнолыжным спортом является ярким примером его целеустремленного, сильного характера. Несмотря на физические недостатки, явившиеся следствием трагического случая в горах (восхождение на пик Ленина), он доводил свои возможности до реализации задуманного. Совместно со специалистами он усовершенствовал протезы и вновь стал выезжать в горы для занятия слаломом. Своим энтузиазмом он заразил всех членов семьи, большое количество сотрудников и городских знакомых. Он был инициатором создания в Обнинске горки для слалома. До настоящего времени на ней ежегодно проводятся соревнования в память об Л.Н. Усачеве. Лев Николаевич не ограничивался самим процессом катания с гор, но и занимался усовершенствованием экипировки. Он был в курсе всех новинок в слаломе, сам писал статьи в журнале «Советский спорт», делясь своим опытом и предложениями по улучшению снаряжения, особенно лыжных креплений. Снова – всеохватывающий подход к делу.

Еще одним увлечением Льва Николаевича стала электропунктура. Он воспринимал представление о наличии на теле человека критических точек, ответственных за разные органы, и считал возможным лечение разных заболеваний воздействием на эти точки небольшими импульсами электрического напряжения. Совместно с сотрудником он создал портативный прибор, являющийся источником таких сигналов. Его уверенность в эффективности электропунктуры была беспредельной. Приборчик постоянно был при нем, и он предлагал лечение всем страждущим какими-либо заболеваниями, причем это могло быть на работе, за ее пределами и даже в командировке. Как ни удивительно, иногда такое лечение избавляло от головной или зубной боли и других недомоганий, что укрепляло уверенность Льва Николаевича в своей правоте и заражало окружающих этой идеей. Изящно изготовленный приборчик для электропунктуры с соответствующей инструкцией он подарил на юбилей академику А.П. Александрову.

Лев Николаевич был сторонником технического прогресса не только в научной работе, но и в быту. Он первым в Обнинске сел на велосипед с моторчиком, затем последовали мотороллер, «Москвич», «Волга». Его лозунгом было: «машина не роскошь, а средство передвижения». В поездках в Москву он практически не пользовался служебным транспортом, предпочитая собственную машину. Так как он не имел возможности следить за состоянием машины, то часто в дороге приключались какие-либо поломки, вплоть до потери глушителя. В поездках он всегда был при медали лауреата Ленинской премии, поскольку считал, что она благотворно влияет на сотрудников ГАИ.

Лев Николаевич добросовестно участвовал во всех общественных мероприятиях, в частности, в праздничных демонстрациях, в субботниках по благоустройству города, в шефской помощи сельскому хозяйству. Это отнюдь не было формальным участием, чтобы поставить «галочку». В любой своей деятельности он находил рациональное зерно и возможность принести максимальную пользу.

Л.Н. Усачеву было присуще обостренное чувство нового во всех областях его многогранной деятельности. Он был щедрым источником новых идей. Для него были характерными доброжелательность, терпимость и готовность оказать помощь в трудных ситуациях. Его стиль научной и административной деятельности способствовал созданию творческой обстановки и проявлению инициативы в научной работе. Он был оптимистом и мужественно переносил все невзгоды. Им создана научная школа и воспитан большой отряд квалифицированных научных работников в области математической, теоретической и экспериментальной физики. Его классические идеи широко используются в практике ядерных технологий.

В данной книге представлены основные труды Л.Н. Усачёва в области реакторной физики. Чтобы отметить его широкий научный кругозор, приведены также отрывки из некоторых работ по ядерной физике. Собраны воспоминания его близких друзей и сотрудников ФЭИ, которые с разных позиций охарактеризовали Л.Н.Усачёва как учёного, администратора и человека. (Некоторые воспоминания были ранее опубликованы в газете «Атом» № 1, 1986 г., № 1-2, 2001 г.)

Большая техническая работа по созданию книги выполнена Е.И. Слесаревой.

Б.Д. Кузьминов

Л.Н. УСАЧЕВ
ИЗБРАННЫЕ ТРУДЫ
ВОСПОМИНАНИЯ

ИЗБРАННЫЕ ТРУДЫ

МЕТОДЫ РАСЧЁТА РЕАКТОРА НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ*

ВВЕДЕНИЕ

Реактор на быстрых нейтронах отличается от реактора на тепловых или промежуточных нейтронах тем, что не содержит замедлителя. Цепная реакция в таком реакторе протекает на нейтронах спектра деления, смягченного, в основном, лишь неупругим рассеянием. Материалами для такого реактора могут служить обогащенный уран, плутоний, смесь плутония с ураном-238, смесь плутониям с железом, с висмутом и т. д. Теплосъем может осуществляться с помощью жидких металлов Na, K, Pb, Bi, их сплавов и т. д. В качестве конструктивного материала можно применять железо и другие обычные металлы.

А.И. Лейпунский в декабре 1949 г. указал на возможность использования быстрого реактора для воспроизводства ядерного горючего в больших количествах, чем его сгорает, т. е. для получения энергии и плутония за счет сгорания, в конечном счете, урана-238. В обоснование этой возможности был указан ряд свойств быстрого реактора, выгодно отличающих его от тепловых реакторов.

Свойства эти следующие:

1. В быстром реакторе, содержащем уран-238, значительно больший «коэффициент размножения на быстрых нейтронах», т. е. на один выгоревший** атом урана-235 или плутония-239 происходит значительно большее число делений урана-238, чем в тепловой системе. Причина этого в том, что, как известно, уран-238 делится лишь нейтронами с энергией $E > 1$ МэВ.

Но в быстром реакторе, поскольку там нет замедлителя, делению урана-238 на быстрых нейтронах имеется лишь один конкурирующий процесс – неупругое рассеяние, которое переводит нейтроны из области $E > 1$ МэВ в область $E < 1$ МэВ. Этот конкурирующий процесс значительно слабее упругого замедления в тепловых системах.

2. Из теоретических соображений, касающихся процессов деления и радиационного захвата, а также принимая во внимание имеющиеся экспериментальные данные, можно ожидать, что отношение сечения захвата к сечению деления в атомах активных изотопов $\dfrac{\sigma_a(E)}{\sigma_f(E)}$ для быстрых нейтронов меньше, чем для тепловых. Следовательно, число вторичных нейтронов, испускаемых в результате выгорания одного атома активного изотопа, равное

$$\nu_{\text{эф}} = \nu \frac{\sigma_f(E)}{\sigma_f(E) + \sigma_a(E)} = \nu \frac{1}{1 + \dfrac{\sigma_a(E}{\sigma_f(E)}}$$

в быстром реакторе больше, чем в тепловом, если принять, что число вторичных нейтронов на одно деление ν не зависит от энергии первичного нейтрона.

---

* Итоговый отчет, представленный в качестве диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. (*Прим. редактора*)

** Под выгоранием активного изотопа мы понимаем как деление этого изотопа, так и превращение его в более тяжелый изотоп в результате радиационного захвата нейтрона.

3. В быстром реакторе можно применять обычные конструктивные материалы (например, железо), и охлаждать реактор можно такими хорошими теплоносителями, как жидкие металлы (например, Na, K) без существенной потери нейтронов на захват в этих веществах. Это обусловлено малостью сечений захвата быстрых нейтронов в этих веществах сравнительно с сечениями захвата в уране. При этом присутствие примесей в этих веществах в количестве до нескольких процентов практически не увеличивает потерь нейтронов, т. е., самые большие из известных сечений захвата быстрых нейтронов превосходит сечение захвата урана лишь в 2-4 раза. Напомним, что в области тепловых нейтронов сечения захвата ядрами ряда изотопов превосходят сечение захвата урана в тысячи и десятки тысяч раз.

4. По той же причине не может быть отравления быстрой системы, аналогичного отравлению тепловых систем ксеноном и самарием. В результате этого экономится 0,06 нейтрона на одно деление. В то же время зашлаковывание, характеризуемое отношением сечения захвата в осколке к сечению деления, в быстром реакторе также значительно меньше, чем в тепловых системах.

Вышеуказанные свойства реактора на быстрых нейтронах ведут к тому, что на один выгоревший атом активного изотопа в результате деления этого изотопа испускается столько нейтронов, что после потерь в конструктивных материалах и осколках деления и после вычитания одного нейтрона на продолжение цепной реакции, нейтронов остается значительно больше единицы. Эти нейтроны захватываются в уране-238 (или тории-232) с последующим образованием плутония-239 (или уран-233). Иными словами, коэффициент воспроизводства быстрого реактора значительно больше единицы. Это и создает принципиальную возможность для разработки технологического процесса получения энергии и плутония за счет сжигания, в конечном счете, урана-238, которого, как известно, в 140 раз больше, чем активного изотопа – урана-235.

Из вышесказанного очевидна, в частности, необходимость разработки достаточно точных и практических методов расчета критической массы быстрых реакторов и коэффициента воспроизводства в них.

Расчет указанных величин сводится к расчету пространственно-энергетического распределения нейтронов в активной зоне и отражателе.

Первая работа по теории быстрых реакторов, в которой была поставлена задача нахождения пространственно-энергетического распределения нейтронов с учетом всех основных существенных эффектов, в том числе неупругого рассеяния, была выполнена Д.И. Блохинцевым.

В этой работе было записано кинетическое уравнение для функции распределения нейтронов и предложен ряд методов решения этого уравнения. Дальнейшее развитие и конкретизация методов расчета быстрых реакторов были поручены Д.И. Блохинцевым – автору настоящей работы.

В § 1 настоящей работы записано и подробно пояснено основное интегро-дифференциальное кинетическое уравнение для функции распределения нейтронов $N(\vec{r},E,\vec{n})$ аналогично тому, как это сделано в работе Д.И. Блохинцева. В указанном уравнении учтены основные физические процессы, происходящие с нейтронами в быстром реакторе. К таким процессам относятся: деление ядер под действием нейтронов с испусканием спектра вторичных нейтронов, радиационный захват, потеря энергии при неупругом рассеянии, анизотропия при упругом рассеянии.

Учтена также возможная анизотропия нейтронов, испускаемых при неупругом рассеянии и делении. Замедление при других соударениях не учтено*, поскольку обычно в быстрых реакторах оно играет малую роль.

В § 2 изложено известное преобразование кинетического уравнения к уравнению в интегральной форме (см. [1], [2]).

В § 3 рассматривается уравнение для суммарного спектра нейтронов $N(E)=\int\limits_V dV\int N(\vec{r},E,\vec{n})d\Omega$ в некотором объеме V, среда в котором однородна. Это уравнение получается интегрированием по указанному объему и по всем направлениям скоростей нейтронов $\vec{n}$ Оно представляет собою интегральное уравнение типа Фредгольма. С помощью определенной схемы последовательных приближений это уравнение сводится к решению интегрального уравнения типа Вольтера.

При решении последнего уравнения существенно используются свойства неупругого рассеяния. Полученные формулы дают очень простой алгоритм для вычисления спектра нейтронов. Это вычисление проводится, начиная с области высоких энергий, последовательно для всё меньших и меньших энергий в детальном соответствии с реальным процессом замедления нейтронов при неупругих соударениях.

Основные результаты § 3 были получены в 1950 г. и применены к вычислению спектра нейтронов в активной зоне быстрых реакторов больших размеров. На основе этих результатов были выяснены характерные черты таких реакторов.

В § 4 кинетическое уравнение для функции от трех переменных $N(\vec{r},E,\vec{n})$ приближено сводится к системе «m» интегро-дифференциальных уравнений для «m» функций от двух переменных

$$N^j(\vec{r},\vec{n})=\int\limits_{E_j}^{E_{j-1}} N(\vec{r},E,\vec{n})dE,\quad (j=1,2,\ldots m).$$

Иными словами, производится переход к многогрупповой модели, в которой весь спектр нейтронов разбит на «m» групп. Для решения полученной системы «m» интегро-дифференциальных уравнений выбран метод последовательных приближений. С помощью этого метода решение многогрупповой задачи сводится к многократному решению одногрупповых задач с источниками (метод последовательных приближений применён к многогрупповым расчётам тепловых и промежуточных реакторов в работе [3]). Намечено несколько схем последовательных приближений и обсуждаются их сравнительные недостатки. Дано определение критического размера и описывается способ его нахождения в рамках метода последовательных приближений.

* По этой причине оказалось более удобным перейти от логарифмической шкалы энергии к линейной шкале.

Конкретные численные расчеты показали хорошую сходимость последовательных приближений.

В § 5 получено простое решение многогрупповой задачи для случая быстрого реактора без отражателя. В этом случае пространственные распределения нейтронов различных групп почти пропорциональны одно другому. Благодаря этому обстоятельству решение задачи о распространении нейтронов от заданных источников оказалось возможным свести к решению одногрупповой задачи к критическому размеру. Последняя же задача весьма эффективно решена в работе Романовича А.С. и Ставинского В.С.

В § 6 одногрупповая задача о распространении нейтронов от заданных источников решается методом сферических гармоник*. Рассматривается кусочно-однородные среды, обладающие сферической симметрией. Источники располагаются также сферически симметрично.

В данном параграфе найдено решение указанной задачи в общем случае анизотропных источников.

Решение для кусочно-однородной среды составляется из решений в каждой однородной среде, причем произвольные постоянные последних решений определяются из условий на границах. Полученные формулы позволяют производить многогрупповые расчеты с учетом анизотропии как упругого рассеяния, так и возможной анизотропии неупругого рассеяния и деления.

Такие расчеты были произведены и показали сравнительную практичность этих формул.

В § 7 произведена оценка неточности различных приближений метода сферических гармоник. Эта оценка основывается на сравнении известных точных решений одногрупповых задач о критическом размере быстрого реактора в предположении сферически изотропного рассеяния с решениями тех же задач в P_1, P_3, P_5-приближенных.

О существенном прогрессе в разработке достаточно точных методов решения таких задач мы узнали из работы Романова Ю.А.**

В этой работе приведены многочисленные результаты расчетов критических размеров сферических реакторов. Эти результаты были получены численным решением соответствующего уравнения другими авторами. Романов Ю.А., используя аналитические решения интегральных уравнений в некоторых, допускающих такие решения задачах, обобщил указанные численные результаты***. Им были получены простые и достаточно точные формулы для расчета критического радиуса при заданных параметрах активной зоны и отражателя.

---

* Этот метод применялся ранее к решению некоторых задач в работах [4], [5], [6].

** Первая работа, в которой рассмотрена такая задача, в точной постановке принадлежит Пайерлсу [7]. Изложение этой работы см. в книге [8]. Ряд ценных указаний относительно методов расчета быстрых реакторов содержится в обзоре Маршака и др. [5].

*** Позднее Владимиров В.С. разработал метод численного решения по характеристикам кинетических уравнений эквивалентных указанным интегральным уравнениям. Этот метод является значительно более эффективным, чем метод численного решения интегральных уравнений в случаях многослойных систем и систем с переменными свойствами среды.

Сравнивая результаты расчетов по этим формулам с результатами в P_1, P_3, P_5-приближениях метода сферических гармоник и используя установленную в § 5 связь между одногрупповой задачей о критическом размере и задачей о распространении нейтронов от заданных источников, мы оценили неточность указанных приближений в применении к последней задаче. Численные результаты, приведенные на графиках, показывают вполне удовлетворительную точность P_1, P_3, P_5-приближений во многих интересующих нас случаях.

В § 8 приведен вывод формул теории возмущений, исходя из одногруппового кинетического уравнения (вывод одногрупповой теории возмущений на основе интегрального уравнения сделан К. Фуксом [1]). Этот вывод был проделан автором в 1952 г. и опубликован в отчетах. Позже нам стало известно, что аналогичный вывод был сделан Дмитриевым П.А. еще в 1948 г.

Полученная формула теории возмущений использована для оценки точности замены анизотропного упругого рассеяния на изотропное рассеяние с сечением равным транспортному сечению. Оказалось, что даже при расчетах очень малых реакторов погрешность указанной замены совершенно незначительна, несмотря на сильную анизотропию в элементарном акте рассеяния.

В § 9 теория возмущений развита на основе общего кинетического уравнения. Полученная формула позволяет весьма просто определить влияние на реактивность реактора малого изменения любого параметра в любой точке активной зоны или отражателя, если известна функция распределения нейтронов $N(\vec{r}, E, \vec{n})$ и сопряженная функция $N^{+}(\vec{r}, E, -\vec{n})$).

В частности, легко рассчитывается влияние неупругого и упругого рассеяния, захвата и деления в образце, помещенном в любую точку реактора. С помощью указанной формулы можно использовать также влияние анизотропии как упругого рассеяния, так и неупругого рассеяния и деления.

В случае реактора без отражателя получены приближенные выражения для сопряженной функции распределения в рамках многогрупповой модели аналогично тому, как это сделано в §5 для функции распределения.

В § 10 определен коэффициент воспроизводства, как мгновенный, так и средний, за время жизни кампании. Приведены соответствующие формулы. С помощью системы линейных дифференциальных уравнений исследовано будущее процесса воспроизводства в ^{238}U-^{239}Pu реакторах с учетом загрязнения плутония-239 его более тяжелыми изотопами. На основе решений указанной системы дифференциальных уравнений обсуждены факторы, влияющие на скорость процесса воспроизводства.

Для того чтобы излишне не загромождать основной текст, некоторые существенные математические доказательства и выкладки вынесены в Приложения*.

* В данном издании Приложения опущены (*Прим. редактора*).

§ 1. Основное интегро-дифференциальное уравнение быстрого реактора

Уже отмечалось во введении, что основной задачей теории любого реактора, в том числе и быстрого, является нахождение пространственно-энергетического распределения нейтронов в активной зоне и отражателе. Это распределение определено наиболее полно, если в каждой точке активной зоны и отражателя $\vec{r}$, в каждый момент времени t задан поток нейтронов каждой энергии E в любом возможном направлении, характеризуемом единичным вектором $\vec{n}$. Под словом поток, как обычно, понимаем число нейтронов, пересекающих в единицу времени единичную площадку нормальную вектору $\vec{n}$. Этот поток нейтронов, энергии которых лежат в единичном интервале энергии около E и скорости которых направлены вдоль $\vec{n}$ и лежат внутри единичного телесного угла, мы обозначим $N(\vec{r},E,\vec{n},t)$*.

Разделив поток $N(\vec{r},E,\vec{n},t)$ на абсолютную величину скорости v, мы получаем, очевидно, число нейтронов с энергией E и направлением скорости $\vec{n}$, находящихся в 1 см^3 около точки $\vec{r}$ в момент времени t $\frac{N(\vec{r},E,\vec{n},t)}{v}$. В дальнейшем для краткости мы будем говорить, что величина $\frac{N(\vec{r},E,\vec{n},t)}{v}$ есть число нейтронов пучка $(E,\vec{n})$ в 1 см^3 около точки $\vec{r}$ в момент t.

Интегро-дифференциальное уравнение для $N(\vec{r},E,\vec{n},t)$ получается, как обычно**, при рассмотрении баланса нейтронов и имеет следующий вид.

$$\frac{1}{v}\frac{\partial N(\vec{r},E,\vec{n},t)}{\partial t}=\frac{\partial N(\vec{r},E,\vec{n},t)}{\partial s}-\frac{N(\vec{r},E,\vec{n},t)}{\lambda_{aifs}(E,\vec{r})}+\int\frac{N(\vec{r},E,\vec{n},t)}{\lambda_s(E,\vec{r})}f(E,\vec{n},\vec{n}',r)d\Omega'+$$
$$+\int\limits_E^{E_0}\frac{N(\vec{r},E',\vec{n},t)}{\lambda_{in}(E',\vec{r})}S(E,E',\vec{n},\vec{n}',\vec{r})d\Omega'+\int\limits_0^{E_0}dE'\int\frac{N(\vec{r},E',\vec{n},t)}{\lambda f(E',\vec{r})}\nu_{E'}(\vec{r})\times$$
$$\times\nu(E,E',\vec{n},\vec{n}',\vec{r})\partial\Omega'+q(\vec{r},E,\vec{n},t). \tag{1.1}$$

Поясним физический смысл всех членов и обозначения.

В левой части уравнения записано полное изменение числа нейтронов пучка $(E,\vec{n})$ в 1 см^3 около точки $\vec{r}$ в момент t, происходящее за 1 секунду, по определению производной равное

$$\frac{1}{v}\frac{\partial N(\vec{r},E,\vec{n},t)}{\partial t}.$$

---

* В дальнейшем мы будем принимать за единицу длины, времени, телесного угла и энергии, соответственно, 1 см, 1 секунду, 1 стерадиан и 1 МэВ.

** См. [8].

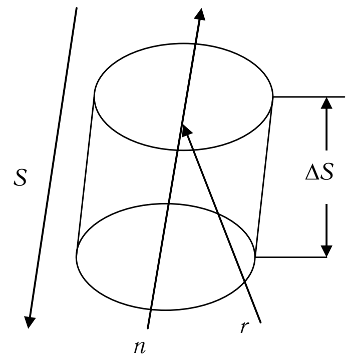


Рисунок 1

В правой части уравнения каждый член равен изменению числа нейтронов вследствие той или иной физической причины. Для уяснения физического смысла первого члена обратимся к рисунку 1. Здесь изображен цилиндр с образующей, параллельной направлению полета $\vec{n}$, с основанием нормальным к $\vec{n}$, с площадью основания 1 см^2 и высотой Δs. Расстояние s отсчитывается вдоль вектора $\vec{n}$ в направлении противоположном $\vec{n}$.

В этот цилиндр за одну секунду входит $N(\vec{r}_{s+\Delta s}, E, \vec{n}, t)$ и выходит из него $N(\vec{r}_S, E, \vec{n}, t)$ нейтронов. Вследствие этого число нейтронов пучка $(E, \vec{n})$ в объеме Δs [см] $\times$ 1 [см^2] рассматриваемого цилиндра увеличивается за одну секунду на величину $N(\vec{r}_{s+\Delta s}, E, \vec{n}, t) - N(\vec{r}_s, E, \vec{n}, t)$ и, следовательно, в рассматриваемом 1 см^3 это число увеличивается на величину $\dfrac{N(\vec{r}_{s+\Delta s}, E, \vec{n}, t) - N(\vec{r}_s, E, \vec{n}, t)}{\Delta s}$, которая при достаточно малом Δs является производной по направлению «$-\vec{n}$»: $-\dfrac{\partial N(\vec{r}_s, E, \vec{n}, t)}{\partial s}$. В декартовых координатах, как известно из курса векторного анализа, производная по направлению «$-\vec{n}$» выражается следующим образом:

$$\frac{\partial N(\vec{r}_s, E, \vec{n}, t)}{\partial s} = -\vec{n}\nabla N(\vec{r}_s, E, \vec{n}, t) = -\left[n_x \frac{\partial N}{\partial x} + n_y \frac{\partial N}{\partial y} + n_z \frac{\partial N}{\partial z}\right]. \tag{1.2}$$

Второй член правой части уравнения (1.1) равен числу нейтронов, которые выводятся из пучка $(E, \vec{n})$ в рассматриваемом кубическом сантиметре за одну секунду вследствие столкновений с ядрами. Это непосредственно следует из определения $\dfrac{1}{\lambda_{aifs}(E, \vec{r})}$:

$$\frac{1}{\lambda_{aifs}(E,\vec{r})} = \frac{1}{\lambda_a(E,\vec{r})} + \frac{1}{\lambda_{in}(E,\vec{r})} + \frac{1}{\lambda_f(E,\vec{r})} + \frac{1}{\lambda_s(E,\vec{r})};$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{\lambda_a(E,\vec{r})} &= \sum_{\alpha=1}^{k} \frac{1}{\lambda_a^\alpha(E,\vec{r})} = \sum_{\alpha=1}^{k} n_\alpha(\vec{r})\sigma_a^\alpha(E); \\ \frac{1}{\lambda_{in}(E,\vec{r})} &= \sum_{\alpha=1}^{k} \frac{1}{\lambda_{in}^\alpha(E,\vec{r})} = \sum_{\alpha=1}^{k} n_\alpha(\vec{r})\sigma_{in}^\alpha(E); \\ \frac{1}{\lambda_f(E,\vec{r})} &= \sum_{\alpha=1}^{k} \frac{1}{\lambda_f^\alpha(E,\vec{r})} = \sum_{\alpha=1}^{k} n_\alpha(\vec{r})\sigma_f^\alpha(E); \end{aligned} \tag{1.3}$$

$$\frac{1}{\lambda_s(E,\vec{r})}=\sum_{\alpha=1}^{k}\frac{1}{\lambda_s^{\alpha}(E,\vec{r})}=\sum_{\alpha=1}^{k}n_{\alpha}(\vec{r})\sigma_s^{\alpha}(E).$$

Здесь $\sigma_a^{\alpha}(E)$, $\sigma_{in}^{\alpha}(E)$, $\sigma_f^{\alpha}(E)$, $\sigma_s^{\alpha}(E)$ являются эффективными поперечными сечениями ядер сорта «α» по отношению к соответствующим взаимодействиям с нейтронами энергии E.

$\sigma_a^{\alpha}(E)$ – сечение захвата нейтрона с последующим испусканием γ-кванта или частицы, отличной от нейтрона;

$\frac{1}{\lambda_{in}(E,\vec{r})}$ – сечение неупругого рассеяния с возбуждением ядра и соответственной потерей энергии нейтрона;

$\frac{1}{\lambda_f(E,\vec{r})}$ – сечение захвата нейтрона с последующим делением ядра;

$\frac{1}{\lambda_s(E,\vec{r})}$ – сечение упругого рассеяния.

Величина $n_{\alpha}(\vec{r})$ – есть число ядер сорта «α» в 1 см^3 около точки $\vec{r}$, «k» – есть число сортов ядер, имеющихся в системе.

Напомним, что эффективное поперечное сечение ядра сорта «α» для данного физического взаимодействия с нейтроном энергии E есть вероятность того, что за 1 секунду произойдет это взаимодействие в случае, когда в единичном потоке нейтронов энергии E находится одно ядро сорта «α».

Из приведенных выше определений ясно, что $\frac{N(\vec{r},E,\vec{n},t)}{\lambda_{aifs}(E,\vec{r})}$ действительно равно числу нейтронов, которые выводятся из пучка $(E,\vec{n})$ в рассматриваемом куб. см за 1 секунду. Напомним также, что величина $\lambda_{aifs}(E,\vec{r})$ имеет смысл средней длины пробега нейтрона энергии E до одного из взаимодействий $(aifs)$ с одним из ядер любого сорта около точки $\vec{r}$.

Третий член правой части уравнения (1.1) равен числу нейтронов, попадающих в рассматриваемом куб. см за 1 секунду в пучок $(E,\vec{n})$ из всех других пучков $(E,\vec{n})$ вследствие упругого рассеяния. При написании этого члена предположено, что при упругом рассеянии меняется лишь направление скорости нейтрона, а энергия остается неизменной.

Последнее предположение оправдано тем, что в быстром реакторе мало легких атомов, и поэтому средняя потеря энергии в упругих соударениях за время жизни нейтрона до захвата, деления или неупругого рассеяния незначительна.

Величина $f(E,\vec{n},\vec{n}',\vec{r})$ есть вероятность перехода нейтрона из пучка $(E,\vec{n}')$ в пучок $(E,\vec{n})$ при упругом рассеянии в точке $\vec{r}$. Эта величина определяется через вероятности $f_{\alpha}(E,\vec{n},\vec{n}')$ перехода нейтрона из пучка $(E,\vec{n}')$ в пучок $(E,\vec{n})$ при рассеянии на ядре сорта «α» следующим соотношением:

$$\frac{f(E,\vec{n},\vec{n}',\vec{r})}{\partial s(E,\vec{r})}=\sum_{\alpha=1}^{k}\frac{f_\alpha(E,\vec{n},\vec{n}')}{\lambda_s^\alpha(E,\vec{r})} \tag{1.4}$$

Из этого очевидного условия, что нейтрон, будучи выведен из пучка $(E',\vec{n}')$, обязательно появится в одном из пучков $(E,\vec{n})$, следуют нормировочные соотношения:

$$\int f_\alpha(E,\vec{n},\vec{n}')d\Omega=1\,,$$

$$\int f(E,\vec{n},\vec{n}',\vec{r})d\Omega=1\,, \tag{1.5}$$

в которых интегрирование ведется по всем направлениям $\vec{n}$.

В интересующей нас области энергий нейтронов (0,01–10 МэВ) угловое распределение упруго-рассеянных на тяжелых ядрах нейтронов $f_\alpha(E,\vec{n},\vec{n}')$ имеет ярко выраженный максимум вперед, т. е. при $(\vec{n}\cdot\vec{n}\approx 1)$*.

Четвертый член правой части уравнения (1.1) равен числу нейтронов, попадающих за 1 секунду в рассматриваемом куб. см в пучок $(E,\vec{n})$ из пучков $(E',\vec{n}')$ в результате неупругого рассеяния. Величина $S(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})$ есть вероятность перехода нейтрона, принадлежащего пучку $(E',\vec{n}')$, в пучок $(E,\vec{n})$ в результате неупругого рассеяния, которое произошло в точке $\vec{r}$. Эта вероятность связана с соответствующими вероятностями переходов при неупругом соударении с ядрами определенного сорта «α» $S_\alpha(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}')$ следующим соотношением:

$$\frac{S(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})}{\lambda_{in}(E',\vec{r})}=\sum_{\alpha=1}^{k}\frac{S(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}')}{\lambda_{in}(E',\vec{r})}\,. \tag{1.6}$$

Сохранение нейтронов при неупругом рассеянии требует следующей нормировки этих величин:

$$\begin{aligned}&\int_0^{E'} dE\int S_\alpha(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}')d\Omega=1;\\&\int_0^{E'} dE\int S(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})d\Omega=1.\end{aligned} \tag{1.7}$$

Интеграл в четвертом члене уравнения (1.1) собирает неупругорассеянные нейтроны из всех тех пучков $(E',\vec{n}')$, из которых возможен переход в пучок $(E,\vec{n})$. Поскольку при неупругом рассеянии энергии могут только уменьшаться, то интегрирование распространяется лишь на область энергий, лежащую выше энергии E. За верхний предел интеграла E_0 принята наивысшая из верхних границ спектра нейтронов деления и спектра, испускаемого внесенными источниками нейтронов (см. шестой член правой части).

---

* См. экспериментальные работы [9], [10]. Примеры угловых распределений приведены также в §8 на рис. 8.

Заметим, что обычно считают угловое распределение неупруго рассеянных нейтронов изотропным, что соответствует предположению

$$S_\alpha(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}') = \frac{S(E,E')}{4\pi}. \quad (1.8)$$

Однако имеются теоретические [24] и экспериментальные указания на возможность анизотропии.

Пятый член правой части уравнения (1.1) равен числу падающих за 1 секунду в пучок $(E,\vec{n})$ вторичных нейтронов, испускаемых при делениях, которые происходят в рассматриваемом см^3 около точки $\vec{r}$. На каждое деление, происходящее в точке $\vec{r}$ под действием нейтрона, принадлежащего пучку $(E',\vec{n}')$, испускается $\nu_{E'}(\vec{r})$ вторичных нейтронов, распределение которых по энергии E и направлениям скоростей $\vec{v}$ описываются функцией $\nu(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})$. Величина $\nu_{E'}(\vec{r})$ и $\nu(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})$ выражаются через соответствующие величины, отнесенные к делению сорта «α»: $\nu_{E'}^{\alpha}$ и $\nu_\alpha(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}')$ следующим образом

$$\frac{\nu_{E'}(\vec{r})}{\lambda_f(E',\vec{r})} = \sum_{\alpha=1}^{k}\frac{\nu_{E'}^{\alpha}}{\lambda_f^{\alpha}(E',\vec{r})}, \quad (1.9)$$

$$\frac{\nu_{E'}(\vec{r})\nu(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})}{\lambda_f(E',\vec{r})} = \sum_{\alpha=1}^{k}\frac{\nu_{E'}^{\alpha}\nu_\alpha(E,E',\cdot\vec{n}\cdot\vec{n}')}{\lambda_f^{\alpha}(E',\vec{r})}. \quad (1.10)$$

Имеют место нормировочные соотношения:

$$\begin{gathered}\int_0^{E_0} dE\int \nu(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})d\Omega = 1\\ \int_0^{E_0} dE\int \nu_\alpha(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}')d\Omega = 1\end{gathered} \quad (1.11)$$

Деления могут быть вызваны нейтронами, принадлежащими к любому пучку $(E',\vec{n}')$. Поэтому в рассматриваемом члене уравнения (1.1) интегрирование ведется как по всем направлениям скоростей $\vec{n}'$, так и по всем энергиям E' от 0 до верхней границы спектра, имеющегося в системе – E_0.

Обычно считают угловое распределение вторичных нейтронов деления изотропными, что соответствует предположению

$$\nu_\alpha(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}') = \frac{\nu_\alpha(E,E')}{4\pi} \quad (1.12)$$

Однако имеются экспериментальные указания [26] на заметную анизотропию в распределении осколков деления относительно направления пучка нейтронов, вызывающих деления*. Ранее [13] была установлена

* В работе [12] использовались нейтроны энергии 14 МэВ.

корреляция между направлением полета осколков и вторичных нейтронов деления*.

Шестой член правой части уравнения (1.1) представляет собой принесенные извне источники нейтронов, расположенные в рассматриваемом см^3 и дающие в рассматриваемый пучок $(E,\vec{n})$ $q(\vec{r},E,\vec{n},t)$ нейтронов в секунду.

Оценим теперь влияние нестационарности на пространственно-энергетическое распределение нейтронов. Для этого рассмотрим случай экспоненциально нарастающего или убывающего потока нейтронов, полагая

$$N(\vec{r},E,\vec{n},t) = N(\vec{r},E,\vec{n}) \cdot e^{\omega t}.$$

В этом случае

$$\frac{1}{v}\frac{\partial N(\vec{r},E,\vec{n},t)}{\partial t} = \frac{\omega}{v} \cdot e^{\omega t} N(\vec{r},E,\vec{n}).$$

После подстановки этого выражения в (1.1) и сокращения на $e^{\omega t}$ при $q(\vec{r},E,\vec{n},t) = q(\vec{r},E,\vec{n}) \cdot e^{\omega t}$ или $q(\vec{r},E,\vec{n},t) = 0$ получаем стационарное уравнение, в котором $\dfrac{1}{\lambda_{aifs}(E,\vec{r})}$ заменено на $\dfrac{1}{\lambda_{aifs}(E,\vec{r})} + \dfrac{\omega}{v}$.

В данной работе нас интересуют стационарно работающие реакторы, временные режимы которых характеризуются периодами $T = 1/\omega$ порядка секунд. Имея в виду, что в быстрых реакторах $v \approx 10^9$ см/с, а λ_{aifs} ~5 см, мы делаем заключение о том, что ω/v пренебрежимо мало по сравнению с $\dfrac{1}{\lambda_{aifs}}$. Этим показано, что при нахождении пространственно-энергетического распределения нейтронов в интересующих нас случаях можно всегда считать $\dfrac{1}{v}\dfrac{\partial N(\vec{r},E,\vec{n},t)}{\partial t} = 0$.

При этом частную производную $\dfrac{\partial}{\partial s}$ следует заменить на полную $\dfrac{d}{ds}$.

Уравнение (1.1) переписывается в виде:

$$\begin{aligned}\frac{dN(\vec{r},E,\vec{n})}{dS} = \frac{N(\vec{r},E,\vec{n})}{\lambda_{aifs}(E,\vec{r})} - \int \frac{N(\vec{r},E,\vec{n}')}{\lambda_s(E,\vec{r})} f(E,\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})d\Omega' - \\ \int_E^{E_0} dE' \int \frac{N(\vec{r},E',\vec{n}')}{\lambda_{in}(E',\vec{r})} S(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})d\Omega' - \\ - \int_0^{E_0} dE' \int \frac{N(\vec{r},E',\vec{n}')}{\lambda_f(E',\vec{r})} \nu_{E'}(\vec{r})\nu(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})d\Omega' - q(\vec{r},E,\vec{n}). \quad (1.13)\end{aligned}$$

* Результаты работ [12], [13] изложены и интерпретируются в работе [14].

Для однозначного определения $N(\vec{r}, E, \vec{n})$ в каждой конкретной задаче надо воспользоваться помимо уравнения (1.13) еще некоторыми условиями, налагаемыми на искомый поток нейтронов $N(\vec{r}, E, \vec{n})$ и вытекающими из конкретных физических условий.

Так, при рассмотрении задач о потоке нейтронов в некотором реакторе, занимающем ограниченный объем, обычно можно считать, что этот реактор ограничен выпуклой поверхностью и окружен пустотой. В этом случае в каждой точке границы $\vec{r}_\ell$ для всех $\vec{n}$, направленных из пустоты в реактор, надо положить:

$$N(\vec{r}_\ell, E, \vec{n}) = 0\,, \tag{1.14$_1$}$$

если из пустоты нет потока нейтронов и

$$N(\vec{r}_\ell, E, \vec{n}) = \ell(\vec{r}_\ell, E, \vec{n})\,, \tag{1.14$_2$}$$

если такой поток есть и равен $\ell(\vec{r}_\ell, E, \vec{n})$.

Если размеры оболочки реактора столь велики, что их можно считать бесконечными, то из физических соображений следует потребовать, чтобы

$$N(\vec{r}_\ell, E, \vec{n}) \to 0 \ \text{ при } \ r \to \infty\,. \tag{1.15}$$

Если в реакторе нет точечных источников конечной мощности, то следует потребовать ограниченности потока при любых $(\vec{r}, E, \vec{n})$, т. е. следует потребовать:

$$N(\vec{r}_\ell, E, \vec{n}) < \infty \ \text{ при } \ q(\vec{r}, E, \vec{n}) < \infty \tag{1.16}$$

Если решение уравнения (1.13) ищется отдельно в двух соседних областях пространства (I и II), то на границе раздела необходимо потребовать непрерывности функции $N(\vec{r}_\ell, E, \vec{n})$ для всех E и $\vec{n}$ в каждой точке границы раздела $\vec{r}_\ell$

$$N^{\mathrm{I}}(\vec{r}_\ell, E, \vec{n}) = N^{\mathrm{II}}(\vec{r}_\ell, E, \vec{n}) \tag{1.17}$$

И, наконец, поскольку функция $N(\vec{r}_\ell, E, \vec{n})$ по своему физическому смыслу положительна, то на решение уравнения (1.13) надо наложить условие

$$N(\vec{r}_\ell, E, \vec{n}) > 0\,. \tag{1.18}$$

Теперь мы можем сказать, что задача о нахождении пространственно-энергетического распределения нейтронов в быстром реакторе сформулирована математически и сводится к решению уравнения (1.13) с учетом условий (1.14)–(1.18).

Вопрос о существовании и единственности решения этой задачи затронут в § 4.

§ 2. Основное уравнение быстрого реактора в интегральной форме

В этом параграфе мы опишем, как из интегро-дифференциального уравнения (1.13) и граничного условия (1.14) получается* интегральное уравнение, часто называемое уравнением Пайерлса**.

Чтобы записать уравнение (1.13) в более компактном виде, введем обозначения:

$$P(\vec r,E,\vec n)=\int\frac{N(\vec r,E,\vec n)}{\lambda_s(E,\vec n)}f(E,\vec n\cdot\vec n',\vec r)d\Omega'+$$
$$+\int_E^{E_0}dE'\int\frac{N(\vec r,E',\vec n')}{\lambda_{in}(E',\vec n)}\times S(E,E',\vec n\cdot\vec n',\vec r)\partial\Omega'+$$
$$+\int_0^{E_0}dE'\int\frac{N(\vec r,E',\vec n')}{\lambda_f(E',\vec n)}\nu_{E'}(\vec r)\nu(E,E',\vec n\cdot\vec n',\vec r)d\Omega'+q(\vec r,E,\vec n);\qquad(2.1)$$

$$\frac{1}{\lambda_{aifs}(E,\vec n)}=\alpha(E,\vec n).\qquad(2.2)$$

Уравнение (1.13), если учесть (2.1) и (2.2), записывается для точки $\vec r'=\vec r-s\vec n$ в виде:

$$\frac{dN(\vec r-s\vec n,E,\vec n)}{ds}=\alpha(E,\vec r-s\vec n)N(\vec r-s\vec n,E,\vec n)-P(\vec r-s\vec n,E,\vec n).\qquad(2.3)$$

Линейное уравнение (2.3) имеет решение:

$$N(\vec r-s\vec n,E,\vec n)=\int_s^{s_1}e^{-\int_s^{s'}\alpha(E,\vec r-s''\vec n)ds''}P(\vec r-s'\vec n,E,\vec n)ds'.\qquad(2.4)$$

Постоянную интегрирования «s_1» надо определить из граничного условия. В данной работе нас, в основном, интересует случай, когда отсутствует поток извне на наружную поверхность. В этом случае имеет место граничное условие (1.14_1). Из (2.4) ясно, что (1.14_1) удовлетворяется, если s_1 положить равным расстоянию от точки $\vec r$ до внешней границы среды, измеряемому по рассматриваемому лучу. Но, имея в виду, что за внешней границей, в пустоте $P(\vec r-s\vec n,E,\vec n)=0$, можно положить s_1 равным любому числу, большему указанного расстояния. Особенно удобно положить $s_1=\infty$, так как при этом s_1 не зависит ни от рассматриваемого луча $\vec n$, ни от размеров системы.

Полагая, кроме этого, в (2.4) $s=0$, получаем искомое интегральное уравнение для потока нейтронов $N(\vec r,E,\vec n)$ в виде:

---

* Ср. [1], [2].

** См. [7], а также [8].

$$N(\vec r,E,\vec n)=\int\limits_0^\infty e^{-\int\limits_0^{s'}\alpha(E,\vec r-s''\vec n)ds''}P(\vec r-s'\vec n,E,\vec n)ds'. \tag{2.5}$$

Если предположить, что нейтроны испускаются изотропно при упругом и неупругом рассеянии и делении, то из уравнения (2.5) для потока нейтронов в каждом направлении $\vec n$ — $N(\vec r,E,\vec n)$ легко получить уравнение для интегрального потока нейтронов во всех направлениях, определяемого соотношением

$$N_0(\vec r,E)=\int N(\vec r,E,\vec n)d\Omega. \tag{2.6}$$

В указанном предположении имеем:

$$\begin{aligned} f(E,\vec n\cdot\vec n',\vec r)&=\frac{1}{4\pi},\\ S(E,E',\vec n\cdot\vec n',\vec r)&=\frac{S(E,E',\vec r)}{4\pi},\\ \nu(E,E',\vec n\cdot\vec n',\vec r)&=\frac{\nu(E,E',\vec r)}{4\pi} \end{aligned} \tag{2.7}$$

и, следовательно,

$$\begin{aligned} P(\vec r,E,\vec n)=P(\vec r,E)=\frac{N_0(\vec r,E)}{4\pi\lambda_s(E,\vec r)}+\int\limits_E^{E_0}\frac{N_0(\vec r,E')}{4\pi\lambda_{in}(E',\vec r)}S(E,E',\vec r)dE'+\\ +\int\limits_0^{E_0}\frac{N_0(E',\vec r)}{4\pi\lambda_f(E',\vec r)}\nu_{E'}\nu(E,E',\vec r)dE+\frac{q(\vec r,E)}{4\pi}. \end{aligned} \tag{2.8}$$

Интегрируя уравнение (2.5) по всем направлениям $\vec n$ и учитывая (2.6) и (2.8), получаем уравнение для $N_0(\vec r,E)$:

$$N_0(\vec r,E)=\int\limits_0^\infty\int e^{-\int\limits_0^{s'}\alpha(E,\vec r-s''\vec n)ds''}P(\vec r-s'\vec n,E)ds'd\Omega. \tag{2.9}$$

Интегрирование вдоль луча по s' и по всем направлениям лучей $\vec n$ по существу является интегрированием по всему пространству в сферических координатах с полюсом в точке $\vec r$ и с элементом объема $dV'=s'^2ds'd\Omega$. Уравнение (2.9) переписывается в виде:

$$N_0(\vec r,E)=\int\limits_0^\infty\int\frac{e^{-\int\limits_0^{s'}\alpha(E,\vec r-s''\vec n)ds''}}{s'^2}P(\vec r-s'\vec n,E)dV', \tag{2.10}$$

или при обозначениях

$$\vec{r}' = \vec{r} - s'\vec{n}\,,\;\; s' = \left|\vec{r} - \vec{r}'\right|;\quad K(\vec{r},\vec{r}') = \frac{e^{-\int\limits_0^{|\vec{r}-\vec{r}'|} \alpha(E,\vec{r}-s''\vec{n})ds''}}{\left|\vec{r} - \vec{r}'\right|^2} \tag{2.11}$$

в виде:

$$N_0(\vec{r},E) = \int K\left(\vec{r},\vec{r}'\right)P\left(\vec{r}',E\right)dV'\,. \tag{2.12}$$

Уравнения (2.10) или (2.12) могли бы быть записаны и непосредственно из физических соображений, как это сделано в работе Пайерлса [7]* для частного случая одногрупповой модели.

Конкретизируем теперь уравнение (2.10) для случая сферически-симметричной среды**. В этом случае все величины являются функциями только расстояния от центра симметрии $\left|\vec{r}\right| = r$ и энергии E, т. е.

$$\alpha(E,\vec{r}) = \alpha(E,r);\;\; P(\vec{r},E) = P(r,E);\;\; N_0(\vec{r},E) = N_0(r,E) \tag{2.13}$$

Запишем интеграл в (2.10) в сферической системе координат с полюсом в центре симметрии. Из геометрических соображений нетрудно получить следующие соотношения:

$$\begin{gathered} s'^2 = r^2 + r'^2 - 2rr'\cos\theta;\quad d(s'^2) = 2rr'\sin\theta d\theta; \\ r''^2 = r^2 + s''^2 - s's'' + \frac{s''}{s'}\left(r'^2 - r^2\right). \end{gathered} \tag{2.14}$$

Элемент объема в этих координатах записывается в виде:

$$dV' = dr'r'^2\sin\theta d\theta d\varphi\,.$$

Пользуясь соотношением (2.14), имеем:

$$dV' = \frac{r'dr'}{2r}ds'^2 d\varphi = \frac{r'dr'}{r}s'ds'd\varphi\,.$$

Интегральное уравнение для случая среды, обладающей сферической симметрией, записывается в виде:

$$N_0(\vec{r},E) = 2\pi\int\limits_0^\infty dr'\frac{P(r',E)}{r}r'\int\limits_{|r-r'|}^{|r+r'|}\frac{1}{s'}e^{-\int\limits_0^{s'}\alpha\left(E,\sqrt{r^2+s''^2-s''s'+\frac{s''}{s'}(r'^2-r^2)}\right)ds''}ds'\,. \tag{2.15}$$

---

* См. также [8].

** Ср. [2].

§ 3. Уравнение для спектра нейтронов в однородной среде. Метод решения этого уравнения

Уравнение для спектра нейтронов в однородной среде объема V получается интегрированием уравнения (1.13) по объему среды и по всем направлениям скоростей нейтронов $\vec{n}$

$$\ell(E) = \frac{N(E)}{\lambda_{aif}(E)} - \int_E^{E_0} \frac{N(E')}{\lambda_{in}(E')} S(E,E')dE' - \int_0^{E_0} \frac{N(E')}{\lambda_f(E')} \nu_{E'} \nu(E,E')dE' - q(E)\,. \quad (3.1)$$

Поясним вывод, обозначения и физический смысл уравнения (3.1). При получении правой части уравнения (3.1) мы воспользовались однородностью среды, т. е. независимостью величин

$\frac{1}{\lambda_s(E)}$; $\frac{1}{\lambda_a(E)}$; $\frac{1}{\lambda_{in}(E)}$; $S(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}')$; $\nu(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}')$; $\nu_{E'}$ от $\vec{r}$ и соотношением (1.5), а также ввели обозначения

$$N(E) = \int_V dV \int N(\vec{r},E,\vec{n})d\Omega\,, \quad (3.2)$$

$$q(E) = \int_V dV \int q(\vec{r},E,\vec{n})d\Omega\,, \quad (3.3)$$

$$S(E,E') = \int S(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}')d\Omega\,, \quad \nu(E,E') = \int \nu(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}')d\Omega\,. \quad (3.4)$$

Очевидно, что N(E) имеет смысл полного потока нейтронов в объёме V, а $q(E)$ – суммарного источника нейтронов в том же объеме.

$S(E,E')$ и $\nu(E,E')$ являются вероятностями иметь нейтрону энергию E после неупругого рассеяния, если первоначальная энергия была равна E'. Из (1.7), (1.11) и (3.4) следуют нормировочные соотношения:

$$\int_0^{E'} S(E,E')dE = 1; \qquad \int_0^{E_0} \nu(E,E')dE = 1\,. \quad (3.5)$$

Величина $\ell(E)$, стоящая в левой части уравнения (3.1), обозначает результат интегрирования $\frac{dN(\vec{r},E,\vec{n}')}{ds}$

$$\ell(E) = \int d\Omega \int_V \frac{dN(\vec{r},E,\vec{n}')}{ds} dV = -\int d\Omega \int \vec{n}\nabla N(\vec{r},E,\vec{n})dV =$$
$$= -\int d\Omega \int_\ell \vec{n}d\vec{\ell} N(\vec{r}_\ell,E,\vec{n}). \quad (3.6)$$

В последней цепочке равенств мы воспользовались соотношением (1.2) и теоремой Гаусса-Остроградского. При этом ввели следующие обозначения:

$\vec{r}_\ell$ – радиус-вектор точек, расположенных на граничной поверхности объема V,

$d\vec{\ell}$ – вектор, по модулю равный элементу площади граничной поверхности и направленной по внешней нормали к этой поверхности.

Очевидно, что величина $\ell(E) = -\int d\Omega \int\limits_{\ell} \vec{n} d\vec{\ell} N(\vec{r}_\ell, E, \vec{n})$ есть разность чисел нейтронов энергии E, входящих за 1 секунду через границу в рассматриваемый объем V и выходящих из него, т. е. $\ell(E)$ есть результирующий поток через границу внутрь объема.

В общем случае для нахождения $\ell(E)$, очевидно, надо решать уравнение (1.13). Однако имеется ряд интересных задач, в которых можно считать $\ell(E)$ известной величиной, и тогда эта величина имеет смысл заданного источника наряду с $q(E)$. Кроме того, получение связи между $\ell(E)$ и $N(E)$ представляет интерес и в общем случае, например, для проверки правильности полученного каким-либо способом решения уравнения (1.13). Ясно, что указанная связь $N(E)$ с $\ell(E)$ является необходимым, но не достаточным, условием правильности решения уравнения (1.13).

В дальнейшем мы не будем различать $\ell(E)$ и $q(E)$ и вместо их суммы будем писать $q(E)$.

Далее будет показано, что нахождение связи между $N(E)$ и $q(E)$, т. е., решение уравнения (3.1) сводится к решению уравнения следующего типа:

$$\frac{N(E)}{\lambda_{aif}(E)} = \int\limits_{E}^{E_0} \frac{N(E')}{\lambda_{in}(E')} S(E,E') dE' + W(E)\,, \tag{3.7}$$

где $W(E)$ есть некоторая заданная функция энергии.

Это уравнение можно истолковать как уравнение для спектра нейтронов $N(E)$, устанавливающегося в бесконечной среде, поглощающие свойства которой характеризуются величиной $\dfrac{1}{\lambda_{af}(E)}$, если в эту среду поместить источник нейтронов мощности $W(E)$.

Проинтегрировав уравнение (3.7) по энергии от 0 до E_0, изменив порядок интегрирования в первом члене правой части, воспользовавшись соотношением (3.5) и сократив справа и слева член $\int\limits_0^{E_0} \dfrac{N(E')}{\lambda_{in}(E')} dE'$, получаем соотношение:

$$\int\limits_0^{E_0} \frac{N(E)}{\lambda_{af}(E)} dE = \int\limits_0^{E_0} W(E) dE\,. \tag{3.8}$$

Это соотношение означает, что в единицу времени нейтронов поглощается ровно столько, сколько испускается.

Рассмотрим теперь метод решения уравнения (3.7). Это уравнение является интегральным уравнением типа Вольтера 2-го рода. Общих методов аналитического решения интегральных уравнений такого типа не существует. Однако, воспользовавшись конкретными свойствами ядра $\dfrac{S(E,E')}{\lambda_{in}(E')}$

уравнения (3.7), можно найти как приближенное решение этого уравнения, так и более громоздкое точное решение. Вспомним, что $S(E,E')$ есть вероятность нейтрону с начальной энергией E' после неупругого рассеяния попасть в единичный интервал энергии около E. Но известно, что при неупругом рассеянии нейтронов наиболее вероятна большая потеря энергии и, наоборот, малая потеря энергии маловероятна*. Следовательно, $\dfrac{S(E,E')}{\lambda_{in}(E')}$ мало при $E \le E'$ и велико при $E << E'$. Этим-то свойством ядра уравнения (3.7) мы и воспользуемся для получения решения.

Разобьём полосу энергий от 0 до E_0 на несколько интервалов, начиная это разбиение с больших энергий. Сначала рассмотрим уравнение (3.7) в интервале $E_1 < E < E_0$. Нижнюю границу интервала E_1, мы можем выбрать на основании сказанного выше так, чтобы только очень малая доля нейтронов неупругого рассеивавшихся в этом интервале попала бы опять в этот же интервал. Выбрав таким образом E_1, мы можем в уравнении (3.7) пренебречь членом

$$\int_E^{E_0} S(E,E')\frac{N(E')}{\lambda_{in}(E')}dE' \text{ при } E_1 < E < E_0 .$$

Сделав это допущение, мы сразу получаем искомое решение $N(E)$ в этом интервале в виде:

$$N(E) = W(E)\lambda_{aif}(E) \text{ при } E_1 < E < E_0 . \qquad (3.9_1)$$

Затем выбираем E_2 – нижнюю границу следующего интервала $E_2 < E < E_1$, настолько близко к E_1, чтобы можно было пренебречь членом: $\int_E^{E_1} S(E,E')\dfrac{N(E')}{\lambda_{in}(E')}dE'$ в уравнении (3.7) в этом интервале. Пренебрегая этим членом, мы опять сразу же получаем искомое решение во втором интервале в виде:

$$N(E) = \left[W(E) + \int_{E_1}^{E_0} S(E,E')\frac{N(E')}{\lambda_{in}(E')}dE'\right]\lambda_{aif}(E) \text{ при } E_2 < E < E_1 . \qquad (3.9_2)$$

Точно таким же образом мы получаем решение интегрального уравнения (3.7) и во всех интервалах, лежащих ниже.

В j-м интервале при $j > 1$ решение $N(E)$ имеет вид:

$$N(E) = \left[W(E) + \sum_{i=1}^{j-1}\int_{E_i}^{E_{i-1}} S(E,E')dE'\frac{N(E')}{\lambda_{in}(E')}\right]\lambda_{aif}(E) \text{ при } E_j < E < E_{j-1} . \qquad (3.9_3)$$

* См., например [15], [16], [8].

В самом нижнем m-м интервале $0=E_m < E < E_{m-1}$, в котором нет неупругого рассеяния, так как оно пренебрежимо мало ($\frac{1}{\lambda_{in}(E)}=0$), решение записывается в виде:

$$N(E)=\left[W(E)+\sum_{i=1}^{m-1}\int_{E_i}^{E_{i-1}}S(E,E')dE'\frac{N(E')}{\lambda_{in}(E')}\right]\lambda_{af}(E) \text{ при } 0=E_m < E < E_{m-1}. \quad (3.9_4)$$

Существование интервала энергии, в котором неупругое рассеяние равно нулю, обусловлено тем, что первые возбужденные уровни ядер подняты над основными уровнями на конечный энергетический интервал, равный десяткам или сотням килоэлектровольт*. И нейтроны, обладающие меньшими энергиями, не могут потерять свою энергию, так как ее недостаточно для возбуждения ядра**.

Вследствие этого же физического обстоятельства нейтрон не может потерять при неупругом рассеянии энергию меньшую, чем энергия возбуждения первого уровня ядра, и поэтому величина $S(E, E')$ строго равна нулю при $(E–E')$, меньших энергии возбуждения первого уровня ядра.

Отсюда следует, что решение (3.9) уравнения (3.7) является точным при разбиении полосы энергии от 0 до E_0 на интервалы, меньшие энергии возбуждения первых уровней ядер. Однако, поскольку $E_0 \sim 10$ МэВ, а энергия первого возбужденного уровня 0,1 МэВ, точное решение уравнения (3.7) должно записываться в виде (3.9) отдельно для каждого из 100 энергетических интервалов, что слишком громоздко. Поэтому при действительном вычислении спектра $N(E)$ приходится пользоваться более крупными интервалами разбиения, чем интервалы, нужные для получения точного решения. При этом, однако, вследствие пренебрежения интегралами $\int_{E}^{E_{j-1}}S(E,E')\frac{N(E')}{\lambda_{in}(E')}dE'$ при $E_j < E < E_{j-1}$ в решении (3.9) «потеряна» часть нейтронов. Ясно, что решение (3.9) при этом не удовлетворяет соотношению (3.8), выражающему закон сохранения нейтронов. Для того чтобы избежать «потери» нейтронов при написании приближенного решения, мы теперь не будем пренебрегать нейтронами неупруго рассеявшимися в интервале «j» и попавшими в этот же интервал, а будем считать, что эти нейтроны вовсе не потеряли энергии. Соответственно этому уменьшим сечение неупругого рассеяния, умножив его на отношение числа нейтронов неупруго рассеявшихся в интервале «j» и попавших ниже интервала «j» к общему числу нейтронов, неупруго рассеянных в этом интервале, т. е. на величину

* См., например обзоры [17] и [18]

** Возможно, что заметного неупругого рассеяния нет и при энергиях нейтронов, превышающих первый возбужденный уровень вследствие могущих иметь место запретов по угловому моменту и чётности.

$$P_j = \frac{\int\limits_{E_j}^{E_{j-1}} \frac{N(E')}{\lambda_{in}(E')} dE' \int\limits_0^{E_j} S(E,E')dE}{\int\limits_{E_j}^{E_{j-1}} \frac{N(E')}{\lambda_{in}(E')} dE'}. \tag{3.10}$$

В этом приближении вместо выражений (3.9) в качестве решения уравнения (3.7) получаются следующие выражения:

$$N(E) = W(E)\lambda_{aif}(E) \text{ при } E_1 < E < E_0;$$

$$N(E) = \left[W(E) + a_1 S_1(E)\right]\lambda_{aif}(E) \text{ при } E_2 < E < E_1$$

$$N(E) = \left[W(E) + \sum_{i=1}^{j-1} a_i S_i(E)\right]\lambda_{aif}(E) \text{ при } E_j < E < E_{j-1}$$

...

$$N(E) = \left[W(E) + \sum_{i=1}^{m-1} a_i S_i(E)\right]\lambda_{aif}(E) \text{ при } E_m < E < E_{m-1}, \ E_m = 0, \tag{3.11}$$

где приняты следующие обозначения

$$\alpha_j = P_j \int\limits_{E_j}^{E_{j-1}} \frac{N(E')}{\lambda_{in}(E')} dE' = \int\limits_{E_j}^{E_{j-1}} \frac{N(E')}{\lambda_{in}(E')} dE' \int\limits_0^{E_j} S(E,E')dE;$$

$$\frac{1}{\lambda_{aif}(E)} = \frac{1}{\lambda_a(E)} + \frac{1}{\lambda_{in}(E)} P_j + \frac{1}{\lambda_f(E)} \text{ при } E_j < E < E_{j-1} \tag{3.12}$$

$$S_j(E) = S_j(E) = \begin{cases} \dfrac{1}{P_j} \dfrac{\int\limits_{E_j}^{E_{j-1}} \frac{N(E')}{\lambda_{in}(E')} S(E,E')dE'}{\int\limits_{E_j}^{E_{j-1}} \frac{N(E')}{\lambda_{in}(E')} dE'} & \text{при} \quad E < E_j \\ 0 & \text{при} \quad E > E_j \end{cases}$$

Из (3.12) и (3.10), очевидно,

$$\int\limits_0^{E_j} S_j(E)dE = 1. \tag{3.13}$$

Нетрудно убедиться, что приближенное решение (3.11)–(3.12) удовлетворяет условию (3.8).

Заметим, что в опытах часто измеряются не $S(E,E')$ и $\dfrac{1}{\lambda_{in}(E)}$, а величины $S_j(E)$ и $P_j\dfrac{1}{\lambda_{in}(E)}$, усредненные самой постановкой опыта, (см., например, [19]).

Научившись решать интегральное уравнение типа (3.7), перейдем к решению уравнения (3.1), в котором, кроме эффектов, описываемых и уравнением (3.7), учтено также испускание вторичных нейтронов деления.

Для простоты сделаем вначале предположение о независимости вторичных нейтронов деления как от делящегося изотопа, так и от энергии нейтрона, вызывающего деление, т. е. положим:

$$\nu(E,E') = \nu(E). \tag{3.14}$$

Из (3.14) и (3.5) следует, что

$$\int_0^{E_0} \nu(E)dE = 1. \tag{3.15}$$

Уравнение (3.1) в этом предположении перепишется в виде:

$$\frac{N(E)}{\lambda_{aif}(E)} = \int_E^{E_0} \frac{N(E')}{\lambda_{in}(E')} S(E,E')dE' + \nu(E)\int \frac{N(E')}{\lambda_f(E)}\nu_{E'}dE' + q(E). \quad ..(3.16)$$

Будем искать решение этого уравнения в виде суммы двух функций

$$N(E) = N_q(E) + N_{B\nu}(E). \tag{3.17}$$

Причем пусть $N_q(E)$ удовлетворяет уравнению

$$\frac{N_q(E)}{\lambda_{aif}(E)} = \int_E^{E_0} \frac{N_q(E')}{\lambda_{in}(E')} S(E,E')dE' + q(E). \tag{3.18}$$

Тогда подставляя (3.17) и (3.16) и используя (3.18), получаем уравнение для $N_{B\nu}(E)$

$$\frac{N_{B\nu}(E)}{\lambda_{aif}(E)} = \int_E^{E_0} \frac{N_{B\nu}(E')}{\lambda_{in}(E')} S(E,E')dE' + \nu(E)B, \tag{3.19}$$

$$B = \int_E^{E_0} \frac{N_{B\nu}(E')}{\lambda_f(E')}\nu_{E'}dE' + A, \tag{3.20}$$

$$A = \int_0^{E_0} \frac{N_q(E')}{\lambda_f(E')}\nu_{E'}dE'. \tag{3.21}$$

Используя соотношение (3.8) и учитывая (3.15), получаем

$$\int_0^{E_0} \frac{N_{B\nu}(E')}{\lambda_{af}(E)}dE = B \tag{3.22}$$

Определим теперь коэффициент размножения однородной среды, как отношение чисел испускаемых в одну секунду вторичных нейтронов деления к числу поглощаемых нейтронов.

$$k = \frac{\int\limits_0^{E_0} \frac{N_{B\nu}(E')}{\lambda_f(E')} \nu_{E'} dE'}{\int\limits_0^{E_0} \frac{N_{B\nu}(E')}{\lambda_f(E')} dE'} = \frac{1}{B} \int\limits_0^{E_0} \frac{N_{B\nu}(E')}{\lambda_f(E')} \nu_{E'} dE' \qquad (3.23)$$

В этом определении существенно то, что нейтроны спектра $N_{B\nu}(E')$, установившегося в среде, происходит из источника спектра делении.

Используя (3.20) и (3.23), получаем выражение «B» через «A» и коэффициент размножения «k».

$$B = \frac{A}{1-k} \qquad (3.24)$$

Определив $N_\nu(E)$ как решение уравнения (3.19), если в этом уравнении положить B=1, мы можем переписать решение (3.17) уравнения (3.16) в виде:

$$N(E) = N_q(E) + \frac{A}{1-k} N_\nu(E). \qquad (3.25)$$

Напомним, что $N_q(E)$ и $N_\nu(E)$ представляются формулами (3.11), если в этих формулах заменить $W(E)$ на $q(E)$ и $\nu(E)$ соответственно.

Отметим теперь частный случай, в котором уравнение (3.16) не имеет решения. Это случай k=1 и $A \neq 0$. Отсутствие решения в этом случае следует из обращения (3.25) в бесконечность.

Во всех других случаях с математической точки зрения решение (3.25) уравнения (3.16) существует. Однако при заданных свойствах среды это решение может оказаться при некоторых $q(E)$ отрицательным, т. е. не имеющим физического смысла. Поясним такую возможность на наиболее простом случае, положив в (3.16) $q(E)=A\nu(E)$. Решение уравнения (3.16) получается в этом случае из (3.25), если там $N_q(E)$ и A заменить, соответственно, на $AN_\nu(E)$ и kA.

Окончательно решение записывается в виде:

$$N(E) = \frac{A}{1-k} N_\nu(E) \qquad (3.26)$$

Рассмотрим случай $k>1$. Поскольку $N_\nu(E)>0$ по определению, то при положительных источниках, т. е. при $A>0$ поток нейтронов $N(E)$, получаемый по формуле (3.26), оказывается отрицательным. В этом случае, имеющее смысл решение, получается лишь при $A<0$.

Этот результат естественен, ибо для поддержания стационарности в случае $k>1$ нейтроны необходимо уводить из среды, а не вводить в нее. Увод же нейтронов соответствует отрицательным источникам, т. е. $A<0$. Число нейтронов спектра деления, уводимых из среды с $k>1$ на один захваченный в среде нейтрон, определяется из (3.24) или из (3.26) и равно

$$-\frac{A}{B} = k - 1. \qquad (3.27)$$

Наметим теперь путь получения решения уравнения (3.1) без предположения (3.14) о стандартности спектра деления.

В этом случае, прежде всего, надо найти тот спектр источников $\overline{\nu}(E)$, при котором в среде устанавливается такой спектр $N_{\overline{\nu}}(E)$,что

$$\overline{\nu}(E)=\frac{\int\limits_0^{E_0}\frac{N_{\overline{\nu}}(E')}{\lambda_f(E')}\nu_{E'}\nu(E,E')dE'}{\int\limits_0^{E_0}\frac{N_{\overline{\nu}}(E')}{\lambda_f(E')}\nu_{E'}dE'}. \qquad (3.28)$$

Нахождение $N_{\overline{\nu}}(E)$ и $\overline{\nu}(E)$ легко осуществить последовательными приближениями. Задавая в качестве первого приближения $\nu_1(E)$, получим по формулам (3.11), заменяя в них $W(E)$ на $\overline{\nu}(E)$, $N_{\overline{\nu}}(E)$. По формуле (3.28) получим из $N_{\overline{\nu}}(E)$ и $\nu(E,E')$ величину $\overline{\nu}_2(E)$ и заменим затем по (3.11) $N_{\overline{\nu}_2}(E)$.

Такая процедура повторяется до тех пор, пока $\overline{\nu}_n(E)$ не совпадает с $\overline{\nu}_{n-1}(E)$. Этот процесс быстро сходится. В рассчитанном нами для проверки сходимости в частном случае уже $\overline{\nu}_3(E)$ практически совпало с $\overline{\nu}_2(E)$.

Для решения уравнения (3.16) с источником произвольного спектра $q(E)$ следует применять тот же прием, который применялся для решения уравнения (3.16). А именно, надо искать решение в виде:

$$N(E)=N_q(E)+N_1(E)$$

и потребовать, чтобы $N_q(E)$ удовлетворяло уравнению (3.18). Если спектр деления, усредненный по $N_q(E)$, $\nu_1(E)=\int\limits_0^{E_0}\frac{N_q(E')}{\lambda_f(E')}\nu_{E'}\nu(E,E')dE'$ не совпадает по форме с ранее полученным $\overline{\nu}(E)$, то $N_1(E)$ опять представляется в виде суммы.

$$N_1(E)=N_{\nu_1}(E)+N_2(E).$$

Причем опять надо потребовать, чтобы $N_{\nu_1}(E)$ удовлетворяло уравнению (3.18), в котором $q(E)$ заменено $\nu_1(E)$. Так делается до тех пор, пока

$$\nu_{n+1}(E)=\int\limits_0^{E_0}\frac{N_{\nu_n}(E')}{\lambda_f(E')}\nu_{E'}\nu(E,E')dE'$$

не станет пропорциональным $\overline{\nu}(E)$, и тогда решение можно записать в виде:

$$N(E)=N_q(E)+N_{\nu_1}(E)+N_{\nu_2}(E)+\cdots+N_{\nu_n}(E)+\frac{\int\limits_0^{E_0}\frac{N\nu_n(E')}{\lambda_f(E')}\nu_{E'}dE'}{1-k}. \qquad (3.29)$$

В заключение этого параграфа отметим, что полученное выше решение задачи об интегральном спектре позволяет выяснить многие характерные черты таких реакторов.

§ 4 Переход к многогрупповой модели в интегро-дифференциальном и интегральном уравнениях. Сведение многогрупповой задачи к одногрупповым задачам с источниками. Определение критического размера

Если в предыдущем параграфе мы нашли спектр нейтронов, поступившись знанием их пространственного распределения и распределения по направлению скоростей, то в этом параграфе мы упростим уравнение (1.13) иначе, переходя к так называемой многогрупповой модели. Для этого откажемся от получения спектра в виде непрерывной функции энергии и удовольствуемся знанием суммарных чисел нейтронов в интервалах энергии $E_j<E<E_{j-1}$. Эти интервалы заполняют всю рассматриваемую область энергии от E_0 до 0, когда «j» пробегает значения от 1 до m. Иными словами, мы перейдем от уравнения (1.13) для функции трех переменных $N(\vec{r},E,\vec{n})$ к системе «m» уравнений для функций от двух переменных $N^j(\vec{r},\vec{n})$*.

$$N(\vec{r},E,\vec{n}) \to N^j(\vec{r},\vec{n}) \qquad j=1,2,\dots,m \tag{4.1}$$

Для того чтобы выполнить такой переход, проинтегрируем уравнение (1.13) по E от E_j до E_{j-1} в каждом из «m» интервалов. Применяя теорему о среднем и вводя поясненные ниже обозначения, получаем следующую систему уравнений

$$\frac{dN^j(\vec{r},\vec{n})}{ds} = \frac{N^j(\vec{r},\vec{n})}{\lambda^j_{aifs}(\vec{r})} - \int N^j(\vec{r},\vec{n}')\frac{f^j(\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})}{\lambda^j_s(\vec{r})}d\Omega' - \int N^j(\vec{r},\vec{n})\frac{S^{jj}(\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})}{\lambda^j_{in}(\vec{r})}d\Omega' -$$
$$-\sum_{i=1}^{j-1}\int\frac{N^i(\vec{r},\vec{n})}{\lambda^i_{in}(\vec{r})}S^{ji}(\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})d\Omega' - \sum_{i=1}^{m}\int\frac{N^j(\vec{r},\vec{n})}{\lambda^i_f(\vec{r})}\nu_i\nu^{ji}(\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})d\Omega' -$$
$$-q^j(\vec{r},\vec{n}), \qquad j=1,2,\cdots,m \tag{4.2}$$

Смысл обозначений в (4.2) наилучшим образом выясняется из соотношений, которыми надо воспользоваться при получении уравнений (4.2) из уравнения (1.13).

Из соотношения

$$\int_{E_j}^{E_{j-1}}\frac{N(\vec{r},E,\vec{n})}{\lambda(E,\vec{r})}dE = \frac{1}{\lambda^j(\vec{r})}\int_{E_j}^{E_{j-1}}N(\vec{r},E,\vec{n})dE \tag{4.3}$$

ясно, что $\dfrac{1}{\lambda_j(\vec{r})}$ является обратной длиной побега, усредненной по потоку нейтронов в интервале энергии $E_j<E<E_{j-1}$.

---

* Заметим, что в случае произвольной геометрии две векторные переменные $\vec{r}$ и $\vec{n}$ ($|\vec{n}|=1$) эквивалентны пяти скалярным переменным.

Из соотношения

$$\int\limits_{E_j}^{E_{j-1}} \frac{N(\vec{r},E,\vec{n})}{\lambda_s(E,\vec{r})} f(E,\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})dE = f^j(\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r}) \int\limits_{E_j}^{E_{j-1}} \frac{N(\vec{r},E,\vec{n})}{\lambda_s(E,\vec{r})} dE \tag{4.4}$$

ясно, что $f^j(\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})$ является угловым распределением упруго рассеянных нейтронов, усредненным в интервале энергии рассеянных нейтронов, $E_j<E<E_{j-1}$ по числу соударений.

Поясним теперь преобразование 3-го члена правой части уравнения (1.13). Разобьем интеграл по энергии E' на сумму интегралов по выбранным интегралам энергии

$$\int\limits_{E}^{E_0} \frac{N(\vec{r},E,\vec{n}')}{\lambda_{in}(E')} S(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})dE' = \int\limits_{E_j}^{E_{j-1}} \frac{N(\vec{r},E,\vec{n}')}{\lambda_{in}(E',\vec{r})} S(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})dE' +$$

$$+\sum_{i=1}^{j-1} \int\limits_{E_i}^{E_{i-1}} dE' \frac{N(\vec{r},E,\vec{n}')}{\lambda_{in}(E',\vec{r})} S(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})dE'.$$

Интегрируя это выражение по E и изменяя порядок интегрирования, получаем

$$\int\limits_{E_j}^{E_{j-1}} dE' \frac{N(\vec{r},E,\vec{n}')}{\lambda_{in}(E',\vec{r})} \cdot \int\limits_{E_j}^{E'} S(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})dE +$$

$$+\sum_{i=1}^{j-1} \int\limits_{E_i}^{E_{i-1}} dE' \frac{N(\vec{r},E,\vec{n}')}{\lambda_{in}(E',\vec{r})} \cdot \int\limits_{E_j}^{E_{j-1}} S(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})dE$$

Определяя теперь величины $S^{jj}(\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})$ и $S^{ij}(\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})$ из соотношений

$$S^{jj}(\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r}) \int\limits_{E_j}^{E_{j-1}} \frac{N(\vec{r},E,\vec{n}')}{\lambda_{in}(E',\vec{r})} dE' = \int\limits_{E_j}^{E_{j-1}} \frac{N(\vec{r},E',\vec{n}')}{\lambda_{in}(E',\vec{r})} dE' \int\limits_{E_j}^{E'} S(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})dE\,, \tag{4.5}$$

$$S^{ji}(\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r}) \int\limits_{E_i}^{E_{i-1}} \frac{N(\vec{r},E',\vec{n}')}{\lambda_{in}(E',\vec{r})} dE' = \int\limits_{E_i}^{E_{i-1}} \frac{N(\vec{r},E',\vec{n}')}{\lambda_{in}(E',\vec{r})} dE' \int\limits_{E_j}^{E_{j-1}} S(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})dE \tag{4.6}$$

легко получить члены уравнения (4.2), соответствующие рассматриваемому члену уравнения (1.13).

Из определений (4.5), (4.6) ясно, что $S^{ji}(\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})$ есть вероятность нейтрону в результате неупругого рассеяния из интервала «i» попасть в интервал «j» с переходом из пучка $\vec{n}'$ в пучок $\vec{n}$.

Четвертый член уравнения (1.13) преобразуется аналогично предыдущему. При этом величины $\nu^{ji}(\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})$ и $\nu_i(\vec{r})$ определены соотношениями

$$\nu^{ji}(\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})\int\limits_{E_i}^{E_{i-1}}\frac{N(\vec{r},E,\vec{n}')}{\lambda_f(E',\vec{r})}dE'\nu'_{E'}=\int\limits_{E_i}^{E_{i-1}}\frac{N(\vec{r},E',\vec{n}')}{\lambda_f(E',\vec{r})}\nu_{E'}\int\limits_{E_j}^{E_{j-1}}\nu(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})dE \quad (4.7)$$

$$\nu_i\int\limits_{E_i}^{E_{i-1}}\frac{N(\vec{r},E',\vec{n}')}{\lambda_f(E',\vec{r})}dE'=\int\limits_{E_i}^{E_{i-1}}\frac{N(\vec{r},E',\vec{n}')}{\lambda_f(E',\vec{r})}\nu_{E'}dE'. \quad (4.8)$$

Из (4.7) ясно, что $\nu^{ji}(\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})$ есть вероятность вторичному нейтрону, испущенному при делении, вызванном нейтроном интервала энергии «i» и пучка «$\vec{n}'$», попасть в интервал энергии «j» и пучок $\vec{n}$.

Из (4.8) ясно, что ν_i есть полное число вторичных нейтронов, испускаемых при каждом делении, вызываемом нейтроном интервала энергии «i».

Величины $f^j(\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})$, $S^{ji}(\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})$ и $\nu^{ji}(\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})$ подчиняются нормировочным соотношениям:

$$\int f^j(\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})d\Omega=1 \quad (4.9)$$

$$\sum_{j=i}^{m}\int S^{ji}(\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})\Omega=1 \quad (4.10)$$

$$\sum_{j=1}^{m}\int \nu^{ji}(\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})d\Omega=1 \quad (4.11)$$

Эти соотношения вытекают из (1.5), (1.7), (1.11) и преобразований, выполненных в настоящем параграфе.

Заметим теперь, что величины $\frac{1}{\lambda^j(r)}$; $f^j(\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})$, $S^{ji}(\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})$; $\nu^{ji}(\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})$; $\nu_i(r)$, строго говоря, зависят не только от выписанных аргументов, но и от $\vec{n}'$, что очевидно из соотношений (4.4–4.8). Эта зависимость была бы заметной, если в пределах данной группы усредненные величины существенно зависели бы от энергии и, кроме того, если бы спектр нейтронов существенно зависел от направления $\vec{n}'$. В этом случае уравнения (4.2) нельзя рассматривать как точные, поскольку в них указанной зависимостью мы пренебрегаем.

В случае небольших градиентов потока нейтронов, т. е. в случае достаточно больших систем, спектр нейтронов не может заметно зависеть от $\vec{n}'$. В этом случае уравнения (4.2) можно рассматривать как точные, если считать, что усреднение величин $\frac{1}{\lambda(r)}$; $f(\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})$ и др. проведено по действительному спектру в пределах данной группы. Однако, поскольку мы этого спектра не знаем, то практически эти уравнения являются приближенными, если интервалы разбиения не настолько малы, что все усредненные величины не изменяются в их пределах. Для получения хорошего приближения при разбиении на малое число групп можно рекомендовать усреднение по спектрам однородной среды (§3) в реакторе без оболочки (§5), которые сравнительно легко вычисляются. Наилучшей проверкой точности данного разбиения на группы является решение той же задачи при разбиении на большое число групп.

Заметим, что вышеприведенные решения улучшения точности в практических расчетах не использовались, так как в настоящее время точность расчетов ограничивается, в основном, плохим знанием физических постоянных.

Обсудим теперь способы решения системы интегро-дифференциальных уравнений (4.2) применительно к расчетам критического размера быстрого реактора и распределения нейтронного потока в нем. При рассмотрении этих задач следует в (4.2) положить $q^j(\vec{r},\vec{n}) = 0$.

Решение указанной системы уравнений «в лоб» с одновременным нахождением критического размера и распределения нейтронов всех «*m*» групп представляется практически неосуществимой задачей, если число групп велико и требуется более точное приближение, чем диффузионное.

Для того чтобы получить решение этой системы, мы воспользуемся идеей, примененной в работе [3] к расчету теплового реактора и состоящей в сведении многогрупповой задачи с помощью метода последовательных приближений к многократному решению одногрупповых задач.

Применим эту идею к решению системы уравнений (4.2)*. Связь различных групп между собой в уравнениях (4.2) осуществляют четвертый и пятый член правой части, описывающие переход нейтронов из одной группы в другую за счет неупругого рассеяния и деления.

Четвертый член не представляет затруднений к сведению одной «*m*»-групповой задачи к «*m*» одногрупповым, так как в этом члене содержатся только группы, лежащие по энергии выше рассматриваемой. Поэтому, если начинать решение задачи с самой верхней группы (j=1) и затем последовательно спускаться вниз, то этот член оказывается известным для каждой рассматриваемой группы.

Пятый же член связывает каждую j-ю группу со всеми остальными. Поэтому-то рассматриваемую задачу можно свести к одногрупповым задачам лишь с помощью метода последовательных приближений. Для того, чтобы определить схему последовательных приближений, численно разобьем единый процесс цепной реакции на последовательные нейтронные циклы. Причем же началом нейтронного цикла будем считать испускание нейтронов при делениях, вызываемых нейтронами предыдущего цикла. В соответствии с этим определением цикла в пятый член уравнений (4.2) входит распределение нейтронов предыдущего цикла, т. е. заданная величина. Поэтому мы можем в уравнении (4.2) заменить

* В работе Романовича А.С. и Ставинского В.С. эта же идея была применена к расчетам промежуточных реакторов методом многих групп. Весьма удачное диффузионное решение одногрупповой задачи с источниками сделало практически возможными расчеты многослойных реакторов с большим числом групп.

В последнее время Марчук Г.И. [19] разработал чрезвычайно эффективный метод расчета промежуточных реакторов. Метод основан на непосредственном численном решении возрастного уравнения методом сеток и на той же идее последовательных приближений (последовательных циклов).

$\sum_{i=1}^{m}\int\frac{N^i(\vec{r},\vec{n}')}{\lambda_f^i(\vec{r})}\nu_i\nu^{ji}(\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})d\Omega$ на функцию $Q_f^j(\vec{r},\vec{n})$ (4.12), которую будем считать заданной. Но поскольку, приступая к расчету первого цикла, мы не имеем распределения нейтронов предыдущего цикла, то эту функцию приходится задавать произвольно.

Начнем рассмотрение первого цикла с верхней группы (j=1).

Уравнение (4.2) для этой группы принимает вид:

$$\frac{dN^1(\vec{r},\vec{n})}{ds}=\frac{N^1(\vec{r},\vec{n})}{\lambda_{aifs}^1(\vec{r})}-\int N^1(\vec{r},\vec{n})\left[\frac{f^1(\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})}{\lambda_s^1(\vec{r})}+\frac{S^{1,1}(\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})}{\lambda_{in}^1(\vec{r})}\right]d\Omega'-Q_{f1}^1(\vec{r},\vec{n}). \quad (4.13)$$

Решив тем или иным способом это одногрупповое уравнение с источниками*, т. е. найдя функцию $N^1(\vec{r},\vec{n})$, мы можем перейти к рассмотрению следующей, второй, группы.

Полагая в уравнении (4.4) j=2, учитывая (4.12) и вводя обозначение

$$Q_{in}^2(\vec{r},\vec{n})=\int\frac{N^1(\vec{r},\vec{n})}{\lambda_{in}^1(\vec{r})}\cdot S^{2,1}(\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})d\Omega', \quad (4.14)$$

записываем уравнение для второй группы

$$\frac{dN^2(\vec{r},\vec{n})}{ds}=\frac{N^2(\vec{r},\vec{n})}{\lambda_{aifs}^2(\vec{r})}-\int N^2(\vec{r},\vec{n})\left[\frac{f^2(\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})}{\lambda_s^2}+\frac{S^{2,2}(\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})}{\lambda_{in}^2(\vec{r})}\right]d\Omega'- \quad (4.15)$$
$$-Q_{in}^2(\vec{r},\vec{n})-Q_{f,1}^2(\vec{r},\vec{n}).$$

После нахождения распределения нейтронов 1-й, 2-й и (j-1)-й групп можно перейти к рассмотрению уравнения для j-й группы.

Учитывая (4.12) и вводя обозначение

$$Q_{in}^j(\vec{r},\vec{n})=\sum_{i=1}^{j=1}\int\frac{N^i(\vec{r},\vec{n})}{\lambda_{in}^i(\vec{r})}\cdot S^{ji}(\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})d\Omega',$$
$$Q_{in}^j(\vec{r},\vec{n})=Q_f^1(\vec{r},\vec{n})+Q_{in}^j(\vec{r},\vec{n}). \quad (4.16)$$

Запишем уравнение для j-й группы в виде:

$$\frac{dN^j(\vec{r},\vec{n})}{ds}=\frac{N^j(\vec{r},\vec{n})}{\lambda_{aifs}^j(\vec{r})}-\int N^j(\vec{r},\vec{n})\left[\frac{f^j(\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})}{\lambda_s^j(\vec{r})}+\frac{S^{jj}(\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})}{\lambda_{in}^j(\vec{r})}\right]d\Omega'-Q^j(\vec{r},\vec{n}). \quad (4.17)$$

Получив распределение потоков нейтронов всех групп, можно вычислить источники для следующего – второго цикла по формуле:

---

* Вопрос о существовании и единственности решения такого уравнения в случае сферически симметричной задачи и в предположении об изотропии рассеяния рассмотрен в работе Владимирова В.С. Там же разработан метод решения этого уравнения. Другому методу решения уравнения (4.13), учитывающему анизотропию рассеяния, посвящен § 6 данной работы.

$$Q^j_{f,2}(\vec{r},\vec{n}) = \sum_{i=1}^{m} \int \frac{N^i(\vec{r},\vec{n})}{\lambda^i_f(\vec{r})} \nu_i \nu^{ji}(\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})d\Omega' . \qquad (4.18)$$

Расчет второго цикла проводится совершенно аналогично. По распределению нейтронов второго цикла находится $Q^j_{f,3}(\vec{r},\vec{n})$.

Повторяя ту же процедуру, можно получить

$$Q^j_{f,4}(\vec{r},\vec{n}),\ldots,Q^j_{f,n-1}(\vec{r},\vec{n});\; Q^j_{f,n}(\vec{r},\vec{n}).$$

Обсудим теперь вопрос о связи описанной схемы последовательных приближений с задачей определения критического размера или, говоря более обще, критических параметров.

Однородная стационарная система уравнений (4.2) не всегда имеет нетривиальные решения. Если заданы свойства активной зоны и отражателя, то решение существует лишь при определенных, так называемых критических размерах. Если заданы размеры активной зоны и отражателя, то упомянутое решение существует лишь при определенных значениях параметра активной зоны и отражателя, которые можно назвать критическими параметрами.

В развитой выше схеме последовательных приближений при расчете нейтронного цикла должны быть заданы как размеры системы, так и все свойства среды за исключением числа вторичных нейтронов, испускающихся на одно деление. Последний параметр входит в расчет лишь при переходе от цикла к циклу. Поэтому удобно отыскивать критические значения именно этого параметра.

Пусть мы задали в качестве источников для первого цикла $Q^j_{f,1}(\vec{r},\vec{n})$ и получили распределение нейтронов $N^j(\vec{r},\vec{n})$. Затем по формуле (4.18) получили $Q^j_{fr}(\vec{r},\vec{n})$.

Ясно, что необходимым и достаточным условием того, чтобы функции $N^j(\vec{r},\vec{n})$ были решениями стационарной одногрупповой системы уравнений (4.2), является совпадение $Q^j_{f,2}(\vec{r},\vec{n})$ с $Q^j_{f,1}(\vec{r},\vec{n})$. Обычно такого совпадения не бывает после первого цикла. Но если вместо реального числа испускающихся при делениях нейтронов взять произведение этого числа на отношение $\dfrac{Q^j_{f,1}(\vec{r},\vec{n})}{Q^j_{f,2}(\vec{r},\vec{n})} = \omega^j_1(\vec{r},\vec{n})$, то совпадение будет иметь место.

Указанное произведение и является критическим значением числа вторичных нейтронов.

Аналогично после второго цикла, начинающегося с $Q^j_{f,2}(\vec{r},\vec{n})$, можно найти новое критическое значение этого числа умножением реального числа на

$$\omega_2^j(\vec{r},\vec{n}) = \frac{Q_{f,2}^j(\vec{r},\vec{n})}{Q_{f,3}^j(\vec{r},\vec{n})}.$$

После нескольких циклов величина $\omega_{n-1}^j(\vec{r},\vec{n}) = \dfrac{Q_{n-1}^j(\vec{r},\vec{n})}{Q_n^j(\vec{r},\vec{n})}$ оказывается практически не зависящей ни от $\vec{r}$, ни от $\vec{n}$, ни от индексов «j» и «n». Иными словами,

$$\omega_{n-1}^j(\vec{r},\vec{n}) \to \omega = \text{const} \text{ при } n \to \infty.$$

После малого числа циклов, когда $\omega_{n-1}^j(\vec{r},\vec{n})$ еще зависит от $j,\vec{r},\vec{n}$ можно находить некоторое приближение к ω: $\omega_{n-1} = \text{const}$ по формуле

$$\omega_{n-1} = \frac{\sum_{i=1}^{m} \int\int Q_{f,n-1}^i(\vec{r},\vec{n}) d\Omega dV}{\sum_{i=1}^{m} \iint Q_{f,n}^i(\vec{r},\vec{n}) d\Omega dV} \qquad (4.18)$$

Сходимость $\omega_{n-1}^j(\vec{r},\vec{n})$ и ω_{n-1} к ω установлена на нескольких конкретных примерах и представляется очевидной из физических соображений. Однако, очень интересно исследовать эту сходимость в общем виде* с тем, чтобы получить теоретические оценки быстроты сходимости, а также изучить влияние на быстроту сходимости того или другого определения последовательных приближений (см. ниже). В данной работе мы не проводим такого исследования в общем виде.

Значение величины ω, которую мы будем называть собственным числом, характеризует критичность реактора данных размеров и состава. При ω<1 реактор является надкритичным, при ω=1-критичным, при ω >1 – подкритичным. Для нахождения критического размера надо вычислить ω при нескольких значениях R и интерполяцией найти то $R_{кр}$, при котором $\omega R_{кр}=1$. Аналогично же находится, например, критическая концентрация активного вещества при заданных размерах активной зоны и отражателя.

Очевидно, что описанная процедура нахождения критических размеров является довольно громоздкой и весьма желательна разработка приемов, сокращающих затрату труда. Отметим, что при удачном выборе источников для первого цикла – $Q_{f,1}^j(\vec{r},\vec{n})$ может оказаться достаточным расчет лишь одного-двух циклов. Поэтому можно рекомендовать проведение перед многогрупповым расчетом двухгруппового расчета для нахождения приблизительного распределения числа делений.

Наметим теперь еще одну возможную схему последовательных приближений.

---

* Для случая реактора без отражателя на тепловых и промежуточных нейтронах такое исследование проведено в самое последнее время Марчуком Г.И. [19].

Запишем для этого систему уравнений (4.2) в несколько ином виде, выделив из суммы

$$\sum_{i=1}^{m}\int\frac{N^i}{\lambda_f^i(\vec r)}\nu_i\cdot\nu^{ji}(\vec n\cdot\vec n',\vec r)d\Omega'$$

Член, в который входит поток нейтронов группы «j»

$$\frac{dN^j(\vec r,\vec n)}{ds}=\frac{N^j(\vec r,\vec n)}{\lambda^j_{aifs}(\vec r)}-$$

$$-\int N^j(\vec r,\vec n)\left[\frac{f^j(\vec n\cdot\vec n',\vec r)}{\lambda_s^j(\vec r)}+\frac{S^{jj}(\vec n\cdot\vec n',\vec r)}{\lambda_{in}^j(\vec r)}+\frac{\nu_j\nu^{jj}(\vec n\cdot\vec n',\vec r)}{\lambda_f^j(\vec r)}\right]d\Omega'-$$

$$-\sum_{i=1}^{j-1}\int\frac{N^i(\vec r,\vec n')}{\lambda_{in}^i(\vec r)}\cdot S^{ji}(\vec n\cdot\vec n',\vec r)d\Omega'-\sum_{i=1}^{m}\int\frac{N^i(\vec r,\vec n')}{\lambda_f^i(\vec r)}\nu_i\nu^{ji}(\vec n\cdot\vec n',\vec r)d\Omega',$$

$$j=1,\ 2,\ldots,\ m. \qquad (4.19)$$

Далее вся процедура совершенно аналогична описанной выше. А именно, в уравнениях (4.10) последний член заменяется заданной функцией

$$\sum_{\substack{i=1\\ i\neq j}}^{m}\int\frac{N^i(\vec r,\vec n')}{\lambda_f^i(\vec r)}\nu_i\nu^{ji}(\vec n\cdot\vec n',\vec r)d\Omega'\to Q^j_{f,1}(\vec r,\vec n) \qquad (4.20)$$

и полученная система уравнений решается последовательно, начиная с уравнения, соответствующего j=1. По получении всех $N^j(\vec r,\vec n)$ вычисляется по формуле (4.20) $Q^j_{f,r}(\vec r,\vec n)$ и т. д.

Критичность, подкритичность и надкритичность устанавливаются, как и в предыдущей схеме, сравниванием $Q_f^j(\vec r,\vec n)$ в последовательных циклах.

Отметим недостаток и преимущество нового определения последовательных приближений по сравнению с первым определением.

Новой схеме последовательных приближений соответствует искусственное определение цикла, при котором часть вторичных нейтронов деления переходит в следующий цикл, а часть остается в рассматриваемом цикле. Отсюда проистекает несколько большая сложность интерпретации результатов расчета.

С другой стороны, можно ожидать лучшей сходимости последовательных приближений в новой схеме. Иными словами, можно ожидать, что $Q^j_{n-1}(\vec r,\vec n)$ и $Q^j_n(\vec r,\vec n)$ окажутся пропорциональными при меньшем числе последовательных циклов «n». Для того чтобы это понять, сравним вторые члены правой части уравнений (4.17) и (4.19). Эти члены характеризуют рассеивающие свойства по отношению к данной группе нейтронов. Очевидно, что уравнение (4.19) описывает среду с лучшими рассеивающими свойствами, чем уравнение (4.17). Поглощающие же свойства, характеризуемые первыми членами правых частей, одинаковы.

Поэтому от заданных источников нейтроны распространяются дальше в случае уравнения (4.19), что и может обусловить лучшую сходимость. Был проделан ряд двух-групповых расчетов в P_3-приближении метода сферических гармоник (см. § 6) с последним определением цикла. Результаты этих расчетов действительно показали хорошую сходимость последовательных приближений. Обычно оказывалось достаточным рассчитать два цикла.

Возможны также и другие схемы последовательных приближений, которым соответствуют иные определения циклов. Возможность таких определений ясна уже из приведенных двух определений циклов. Действительно, если, например, мы выделим из последней суммы уравнений (4.2) не весь член с $i=j$, а лишь часть его, то получим новое определение цикла. К этим определениям циклов можно прийти и другими способами, например, относя к источникам для следующего цикла некоторые части членов неупругого или упругого рассеяния.

Конечно, такие определения циклов, весьма искусственны, но они могут быть в некоторых случаях удобными, если, например, позволяют сделать рассеивающие свойства активной зоны и отражателя одинаковыми для какой-либо группы.

В заключение данного параграфа выпишем систему интегральных уравнений, эквивалентных уравнениям (4.2), в предположении сферически изотропного испускания нейтронов при делении.

В соответствии с результатами, изложенными в § 2, эта система имеет вид:

$$N_0^j(\vec{r}) = \int K^j(\vec{r},\vec{r}')\left[N_0^j(\vec{r}')\left(\frac{1}{4\pi\lambda_s^j(\vec{r}')} + \frac{S^{jj}(\vec{r}')}{4\pi\lambda_{in}^j(\vec{r}')} + \frac{Q^j(\vec{r}')}{4\pi}\right)\right]dV'$$

$$Q^j(\vec{r}') = \sum_{i=1}^{j-1}\frac{N_0^i(\vec{r}')S^{ji}(\vec{r}')}{\lambda_{in}^i(\vec{r}')} + \sum_{i=1}^{m}\frac{N_0^i(\vec{r}')\nu_i(\vec{r}')\nu^{ji}(\vec{r}')}{\lambda_f^i(\vec{r}')}, \qquad j = 1, 2, \cdots, m \qquad (4.21)$$

Здесь

$$K^j(\vec{r},\vec{r}') = \frac{\ell^{-\int\limits_0^{\vec{r}-\vec{r}'}\frac{ds}{\lambda_{aifs}^j(\vec{r}-s\vec{n})}}}{(\vec{r}-\vec{r}')^2}; \quad \frac{S^{ji}(\vec{r}')}{4\pi} = S^{ji}(\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r}); \quad \frac{\nu^{ji}(\vec{r}')}{4\pi} = \nu^{ji}(\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r}').$$

Причем величины $S^{ji}(\vec{r})$ и $\nu^{ji}(\vec{r})$ подчиняются следующим нормировочным соотношениям

$$\sum_{j=1}^{m} S^{ji}(\vec{r}) = 1; \quad \sum_{j=1}^{m} \nu^{ji}(\vec{r}) = 1,,$$

которые следуют из (4.10) и (4.11).

§ 5 Решение многогрупповой задачи в случае быстрого реактора без отражателя или с идеализированным отражателем

В предыдущем параграфе показано, что решение многогрупповой задачи сводится к многократному решению задачи о нахождении потока нейтронов по заданным источникам.

Весьма просто и с хорошей точностью решение последней задачи можно получить в случае реактора без отражателя. Для этого следует воспользоваться тем обстоятельством, что пространственные распределения нейтронов различных групп в этом случае почти пропорциональны одно другому. То же самое относится и к случаю реактора с отражателем, если свойства отражателя искусственно подобраны так, чтобы указанная пропорциональность имела место.

Рассмотрим сначала задачу в диффузионном приближении, дающем хорошую точность в случаях, когда размеры реактора значительно больше длины свободного пробега.

Уравнение (4.17) в диффузионном приближении сводится к хорошо известному уравнению*.

$$\frac{\lambda_{tr}^j}{3}\Delta N_0^j(\vec{r}) - \frac{1}{\lambda_{aif}'^j} N_0^j(\vec{r}) + Q_0^j(\vec{r}) = 0. \tag{5.1}$$

При выводе уравнения (5.1), помимо прочего, предположено, что при неупругом рассеянии и делении нейтроны испускаются изотропно, т. е. предположено, что $Q(\vec{r},\vec{n}) = \dfrac{Q_0(\vec{r})}{4\pi}$ и введены обозначения

$$\frac{1}{\lambda_{aif}'^j} = \frac{1}{\lambda_{af}^j} + \frac{1-S^{jj}}{\lambda_{in}^j} = \frac{1}{\lambda_{aif}^j} - \frac{S^{jj}}{\lambda_{in}^j}; \tag{5.2}$$

$$\frac{1}{\lambda_{tr}^j} = \frac{1}{\lambda_{aif}^j} + \frac{1-\int\cos(\vec{n}\cdot\vec{n}')f(\vec{n}\cdot\vec{n}')d\Omega'}{\lambda_s^j} \tag{5.3}$$

В случае реактора без отражателя на $N_0^j(\vec{r})$ накладывается граничное условие

$$N_0^j\left(\vec{R}_\ell + \vec{n}_\ell \cdot 0,71 \cdot \lambda_{tr}^j\right) = 0 \tag{5.4}$$

где $\vec{R}_\ell$ – есть радиус-вектор граничной поверхности и $\vec{n}_\ell$ – нормаль к этой поверхности**.

---

* Вывод диффузионного уравнения из кинетического (см., например, в работах [8], [5]), а также для сферической геометрии, в § 6 настоящей работы.

** Поверхность предполагается выпуклой.

На $N_0^j(\vec{r})$ накладываются также условия положительности и ограниченности $0 < N_0^j < \infty$ во всех точках «r», заключенных внутри поверхности $\vec{R}_\ell + \vec{n}_\ell \cdot 0,71 \cdot \lambda_{tr}^j$.

Наряду с уравнением (5.1) рассмотрим уравнение

$$\Delta f^j(\vec{r}) + \text{æ}_j^2(\vec{r}) f^j(r) f^j(r) = 0. \tag{5.5}$$

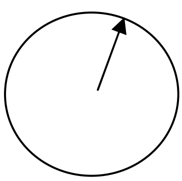
Причем на функцию $f^j(\vec{r})$ наложим те же требования, что и на $N_0^j(\vec{r})$:

$$f^j\left(\vec{R}_\ell + \vec{n}_\ell \cdot 0,71 \cdot \lambda_{tr}^j\right) = 0; \quad 0 < f^j(\vec{r}) < \infty. \tag{5.6}$$

Хорошо известно, что уравнение (5.5) имеет единственное нетривиальное решение, подчиняющееся условиям (5.6) лишь при вполне определенном значении параметра æ_j^2.

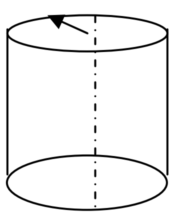
Указанное решение имеет очень простой вид в случае сферы, цилиндра и прямоугольного параллелепипеда*.

Выпишем эти решения:



а) для сферы

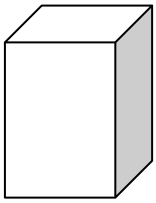
$$f^j(\vec{r}) = A\frac{\sin \text{æ}_j(r)}{\text{æ}_j(r)}; \quad \text{æ}_j = \frac{\pi}{R + 0,71 \cdot \lambda_{tr}^j}$$



б) для цилиндра

$$f^j(\vec{r}) = A \cdot J_0\left(\frac{2,405 \cdot r}{R + 0,71 \cdot \lambda_{tr}^j}\right) \cdot \cos\frac{\pi z}{H + 0,71 \cdot 2\lambda_{tr}^j}; \tag{5.7}$$

$$\text{æ}_j^2 = \left(\frac{2,405}{R + 0,71 \cdot \lambda_{tr}^j}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{H + 2 \cdot 0,71 \cdot \lambda_{tr}^j}\right)^2$$



в) для прямоугольного параллелепипеда

$$f^j(\vec{r}) = A\cos\frac{\pi x}{a_1'}\cos\frac{\pi y}{a_2'}\cos\frac{\pi z}{a_3'}$$

$$\text{æ}_j^2 = \left(\frac{\pi}{a_1'}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{a_2'}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{a_3'}\right)^2; \quad a_i' = a_i + 2 \cdot 0,71 \cdot \lambda_{tr}^j$$

Установим теперь связь между решением уравнений (5.5) и (5.4). Для этого воспользуемся приблизительной пропорциональностью различных групп нейтронов**, вследствие которой можно приближенно положить

* См. [20] стр. 231 и далее.

** Пропорциональность была бы точной, если бы величины λ_{tr} были бы одинаковыми для всех групп.

$$N_0^j(\vec{r}) = a^j Q_0{}^j(\vec{r}), \tag{5.8}$$

где a^j не зависит от $(\vec{r})$. Используя (5.8), перепишем уравнение (5.1) в виде:

$$\Delta N_0^j(\vec{r}) + \left[-\frac{1}{L_j^2} + \frac{3}{\lambda_{tr}^j} \cdot \frac{1}{a^j}\right] N_0^j(\vec{r}) = 0, \tag{5.9}$$

где
$$L_j^2 = \frac{\lambda'^j_{aif} \cdot \lambda^j_{tr}}{3}.$$

Функции $N_0^j(\vec{r})$ и $f^j(\vec{r})$ подчиняются одинаковым граничным условиям и одинаковым уравнениям. Следовательно, собственные значения $æ_j^2$ и $\left[-\frac{1}{L_j^2} + \frac{3}{\lambda_{tr}^j} \cdot \frac{1}{a^j}\right]$ должны совпадать. Отсюда и получаем выражение для коэффициента

$$a^j = \frac{\lambda'^j_{aif}}{1 + æ_j^2 L_j^2}. \tag{5.10}$$

Соотношения (5.6), (5.10), (5.7) дают искомое решение задачи о нахождении потока $N_0^j(\vec{r})$ по заданным источникам $Q_0^j(\vec{r})$, если последние пропорциональны собственной функции $f^j(\vec{r})$. Связь между источниками и потоком, даваемая соотношениями (5.8) и (5.10), справедлива и в случае реактора с отражателем, если потоки всех групп нейтронов на границе отражателя подчиняются одному и тому же условию: $\frac{1}{N_0(R_0)} \frac{\partial N_0(R_0)}{\partial n_0} = \gamma$. Величина «æ» в этом случае находится из последнего граничного условия, а не из условия (5.4).

Проведем теперь аналогичные рассуждения, исходя из интегрального уравнения (4.21). Запишем это уравнение

$$N_0^j(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \int K^j(\vec{r},\vec{r}') \left[N_0^j(\vec{r}') \left(\frac{1}{\lambda^j(\vec{r}')} + \frac{S^{ij}}{\lambda_{in}^j(\vec{r}')} + Q^j(\vec{r}) \right) \right] dV'. \tag{4.21}$$

Запишем также однородное интегральное уравнение с тем же ядром $K^j(\vec{r},\vec{r}')$

$$f^j(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \int K^j(\vec{r},\vec{r}') \cdot \beta(\vec{r}') \cdot f^j(\vec{r}') dV'. \tag{5.11}$$

Рассмотрим случай, когда источники $Q^j(\vec{r})$ в уравнении (4.21) отличны от нуля лишь в некоторой области (в активной зоне), причем свойства среды в этой области постоянны

$$\frac{1}{\lambda_s^j(\vec{r})} + \frac{S^{jj}}{\lambda_{in}^j} = \beta_{\text{вещ}}^j(\text{а.з}) = \text{const}$$

Величину $\beta^j(\vec{r})$, входящую в уравнение (5.11), будем считать постоянной в той же самой области и равной $\beta^j(\text{а.з})$. В остальных точках пространства положим

$$\beta^j(\vec{r}) = \frac{1}{\lambda_s^j(\vec{r})} + \frac{S^{jj}}{\lambda_{in}^j(\vec{r})} \equiv \beta_{\text{вещ}}^j(\vec{r}).$$

Известно, что уравнение (5.11) имеет единственное положительное решение $f^j(\vec{r})$ лишь при определенном значении

$$\beta_{\text{а.з}}^j = \beta_{\text{кр}}^j(\text{а.з}).$$

Если принять, что источники $Q^j(\vec{r})$ в уравнении (4.21) пропорциональны $f^j(\vec{r})$, то, сравнивая уравнения (4.21) и (5.11), нетрудно убедиться в том, что $N_0^j(\vec{r})$ связано с $Q^j(\vec{r})$ соотношением

$$N_0^j(\vec{r}) = a^j Q^j(\vec{r}) \ , \tag{5.12}$$

где

$$a^j = \frac{1}{\beta_{\text{кр}}^{\text{а.з}} - \beta_{\text{вещ}}^j(\text{а.з})} \tag{5.13}$$

Соотношения (5.12) и (5.13) сводят задачу о нахождении потока $N_0^j(\vec{r})$ по заданным источникам $Q^j(\vec{r})$ уравнения (4.21) – к задаче о нахождении собственного числа и собственной функции $f^j(\vec{r})$ уравнения (5.11), в случае, когда источники $Q(\vec{r})$ пропорциональны $f^j(\vec{r})$. Такое сведение оказывается рациональным по той причине, что Романовым Ю.А. очень успешно решена задача нахождения собственного числа $\beta_{\text{кр}}^j(\text{а.з})$ в случае сферически симметричных систем с кусочно-однородными свойствами среды.

В частности, в случае реактора без экрана собственное число «β» связано с радиусом R и обратной длиной свободного пробега $\alpha = \dfrac{1}{\lambda_{aifs}}$ следующей формулой:

$$\alpha R = \frac{\pi}{k(h)} - \frac{0,71}{h} \tag{5.14}$$

Причем, $k(h)$ задается как функция «h» уравнением:

$$h \cdot \frac{\operatorname{arctg} k(h)}{k(h)} = 1, \text{ где } h = \frac{\beta}{\alpha} \tag{5.15}$$

Покажем теперь, что соотношение (5.13) переходит в соотношение (5.10), когда диффузионное приближение становится применимым, т. е. при $h \to 1$, $k \to 0$ и $R \to 0$.

Соотношение (5.14) перепишем в виде

$$\alpha k\left(R - \frac{0,71}{\alpha h}\right) = \pi \tag{5.16}$$

Полагая в (5.16) $h \approx 1$ и сравнивая с (5.7а), мы видим, что «αk» играет роль «æ» и $\frac{1}{\alpha}$ – роль λ_{tr}.

Пользуясь тем, что при малых «k»

$$\frac{\operatorname{arctg} k}{k} = 1 - \frac{k^2}{3}, \tag{5.17}$$

из (5.15) получаем: $\beta - \beta\frac{k^2}{3} = \alpha$. Отсюда

$$\beta - \left(\frac{1}{\lambda_s} + \frac{S^{jj}}{\lambda_{in}}\right) = \beta\frac{k^2}{3} + \frac{1}{\lambda_{aifs}} - \left(\frac{1}{\lambda_s} + \frac{S^{jj}}{\lambda_{in}}\right) = \beta\frac{k^2}{3} + \frac{1}{\lambda'_{aif}}$$

и, наконец,

$$\frac{1}{\beta - \left(\frac{1}{\lambda_s} + \frac{S^{jj}}{\lambda_{in}}\right)} \approx \frac{\lambda'_{aif}}{1 + \alpha^2 k^2 \frac{\lambda'_{aif} \cdot \lambda_{aifs} \cdot h}{3}} \tag{5.18}$$

Сравнивая формулы (5.18) и (5.10), мы видим, что они совпадают при условии $\alpha = \frac{1}{\lambda_{aifs}} = \frac{1}{\lambda_{tr}}$ (при $h \approx 1$). Это условие выполняется, если положить $\overline{\cos}\,\theta = \int f(\vec{n} \cdot \vec{n}', \vec{r}) \cos(\vec{n} \cdot \vec{n}')\, d\Omega' = 0$, т. е. если предположить упругое рассеяние изотропным и в диффузионном рассмотрении. Но можно достичь совпадения формул (5.18) и (5.10) и иначе, уменьшая величину изотропного рассеяния в «α» на фактор $(1 - \overline{\cos}\,\theta)$. Это уменьшение «$\alpha$» надо учесть в $K^j(\vec{r}, \vec{r}')$ в (5.14) и далее.

Таким образом, сравнивая формулы (5.18) и (5.10), мы пришли к известному способу учета анизотропии рассеяния в рамках теории, предполагающей рассеяние изотропным*.

В § 8 настоящей работы исследована точность такого способа учета анизотропии.

Запишем теперь решение многогрупповой задачи в случае быстрого реактора без отражателя. Для этого воспользуемся первой схемой последовательных приближений, описанной в § 4. В качестве же решений урав-

* Этот способ учета анизотропии упоминается, например, в работе Романова Ю.А.

нений (4.13)–(4.17) используем соотношения (5.8), (5.10) или (5.12), (5.13). Причем пространственную зависимость нейтронного потока для краткости выписывать не будем, так как она предполагается одинаковой для всех групп.

Зададим источник для первого цикла – предположительные числа нейтронов, испускаемых в реакторе при делениях и попадающих в различные группы «j»: $q_{f1}^1;\ q_{f1}^2, \cdots, q_{f1}^i, \cdots, q_{f1}^m$, причем потребуем, чтобы $\sum_{j=1}^{m} q_{f1}^j = 1$.

Начинаем рассмотрение с верхней группы имея в виду (5.6) и (5.12), записываем последовательно $N_{0,1}^1;\ N_{0,1}^2, \cdots, N_{0,1}^m$.

$$N_{0,1}^1 = a^1 q_{f,1}^1$$

$$N_{0,1}^2 = a^2 \left[q_{f,1}^2 + \frac{N_{0,1}^1}{\lambda_{in}^1} S^{2,1} \right]$$

$$\ldots$$

$$N_{0,1}^j = a^j \left[q_{f,1}^j + \sum_{i=1}^{j-1} \frac{N_{0,1}^j}{\lambda_{in}^i} S^{ji} \right]$$

$$\ldots$$

$$N_{0,1}^m = a^m \left[q_{f,1}^m + \sum_{i=1}^{m-1} \frac{N_{0,1}^1}{\lambda_{in}^i} S^{m,i} \right] \tag{5.19}$$

Источники для следующего цикла – $q_{f,2}^j$ вычисляются по формуле:

$$q_{f,2}^j = \sum_{i=1}^{m} \frac{N_{0,1}^i}{\lambda_f^i} \nu_i \nu^{ji}. \tag{5.20}$$

Если спектр нейтронов деления не зависит от энергии нейтрона, вызывающего деление, т. е., если $\nu^{ji} = \nu^j$ не зависит от индекса (i), то второго цикла делать не надо, если принять $q_{f,1}^j = \nu^j$.

Действительно, из (5.20) следует, что отношение $q_{f,2}^j / q_{f,1}^j$ не зависит от «j» в этом случае.

Критичность реактора характеризуется в этом случае отношением

$$\frac{q_{f,2}^j}{q_{f,1}^j} = \frac{\sum_{j=1}^{m} q_{f,2}^j}{\sum_{j=1}^{m} q_{f,1}^j} = \sum_{i=1}^{m} \frac{N_{0,1}^i}{\lambda_f^i} \nu_i.$$

Реактор критичен, когда последняя величина равна единице:

$$\sum_{i=1}^{m} \frac{N_{0,1}^{i}}{\lambda_f^i} \nu_i = 1 \tag{5.21}$$

Если ν^{ji} зависит от индекса «i» и отношение $q_{f,2}^{j} \big/ q_{f,1}^{j}$ оказывается зависящим от «j», то надо производить расчет по формулам (5.19) с $q_{f,2}^{j}$ вместо $q_{f,1}^{j}$ и т. д., до тех пор, пока отношение $q_{f,n}^{j} \big/ q_{f,n-1}^{j}$ окажется не зависящим от «j».

Тогда мы сможем охарактеризовать критичность реактора отношением

$$\frac{q_{f,n}^{j}}{q_{f,n-1}^{j}} = \frac{\sum\limits_{j=1}^{m} q_{f,n}^{j}}{\sum\limits_{j=1}^{m} q_{f,n-1}^{i}}.$$

В заключение обсудим причины неточности формул (5.19) и укажем способы оценки этой неточности.

Формулы(5.19) основываются на связи между потоком $N^j(\vec{r})$ и источниками $Q^j(\vec{r})$, даваемой соотношением (5.13). Последнее соотношение является точным, если источники λ_{tr}^{j} пропорциональны собственной функции $f^j(\vec{r})$. Собственные функции R определяются величиной λ_{tr}^{j}. Поскольку, вообще говоря, λ_{tr}^{j} зависит от (j), то собственные функции различны для различных групп. Пространственное распределение источников определяется формулой (4.21) и представляет собою суперпозицию распределений нейтронов различных групп. Ясно, что в общем случае $Q^j(\vec{r})$ не совпадает с $f^j(\vec{r})$.

Если мы все же используем формулу (5.18) для нахождения $N^j(\vec{r})$ по $Q^j(\vec{r})$, то это соответствует тому, что мы мысленно перераспределяем источники $Q^j(\vec{r})$ пропорционально собственной функции $f^j(\vec{r})$, сохраняя общую мощность источников неизменной. При таком перераспределении, в зависимости от величины λ_{tr}^{j} по сравнению с той средней транспортной длиной, которой можно характеризовать распределение $Q^j(\vec{r})$, источники будут передвигаться либо к поверхности реактора (при $\lambda_{tr}^{j} > \lambda_{tr}^{\text{ср}(j)}$), либо к центру его (при $\lambda_{tr}^{j} < \lambda_{tr}^{\text{ср}(j)}$). Соответственно этому интегральный поток нейтронов N_0^j, полученной по формуле (5.13) или (5.19), будет либо преуменьшен, либо преувеличен.

Для определения порядка величины указанного преуменьшения или преувеличения N_0^j можно рекомендовать проведение расчета по формулам (5.19), (5.13) как с учетом зависимости λ_{tr}^j от «j», так и в предположении $\lambda_{tr}^j = \lambda_{tr} = \text{const}$. Определив в результате первого расчета параметры, при которых реактор является критическим, и проводя с этими параметрами расчет в предположении $\lambda_{tr}^j = \text{const}$, можно подобрать такое $\overline{\lambda} = \text{const}$, при котором реактор остается критическим. Интегральные потоки нейтронов каждой «j»-й группы N_0^j, вычисленные в предположении, что λ_{tr}^j зависят от j, и в предположении, что $\lambda_{tr}^j = \overline{\lambda}_{tr} = \text{const}$, вообще говоря, окажутся несколько различными. По-видимому, точные значения этих потоков заключены между полученными значениями. Во всяком случае, порядок неточности формул (5.19), (5.13) определяется сравнением решений, полученных двумя описанными способами.

Заметим, что приблизительная пропорциональность распределений нейтронов различных групп была использована для получения простого решения многогрупповой задачи (4.21), также и в работе [21].

В этой работе, которая появилась после того, как мы получили описанные в данном параграфе результаты, задача решается другим методом, и результат, совпадающий с нашим, если предположить λ_{tr} независимым от «j» по существу приближения, имеет другую форму. Причем практические вычисления сводятся к раскрытию детерминанта «m»-го порядка и поэтому являются значительно менее удобными, чем вычисления по формулам (5.19).

§ 6. Применение метода сферических гармоник к расчету пространственно-энергетического распределения нейтронов в быстром реакторе

Задача о нахождении критического размера и пространственно-энергетического распределения нейтронов в быстром реакторе сведена в § 4 к решению стандартных одногрупповых задач о нахождении потока нейтронов $N^j(\vec{r},\vec{n})$ по заданным источникам нейтронов $Q^j(\vec{r},\vec{n})$, т. е. к решению уравнения (4.17) или уравнения (4.19). В этом параграфе мы займемся получением решения уравнения (4.19), которое перепишем, вводя сокращенные обозначения и опуская индекс «j», если это не ведет к недоразумениям, в следующем виде:

$$\frac{dN(\vec{r},\vec{n})}{ds} = \frac{N(\vec{r},\vec{n})}{\lambda_{aifs}(\vec{r})} - \int N(\vec{r},\vec{n})\left[\frac{F(\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})}{\lambda_s(\vec{r})} + \nu\frac{\nu^{ij}(\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})}{\lambda_f(\vec{r})}\right]d\Omega' - Q(\vec{r},\vec{n}). \quad (6.1)$$

Здесь введены обозначения:

$$\frac{1}{\lambda_s(\vec{r})} = \frac{1}{\lambda_s(\vec{r})} + \frac{\int S^{ij}(\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})d\Omega'}{\lambda_{in}(\vec{r})}; \quad \frac{F(\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})}{\lambda_s(\vec{r})} = \frac{f(\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})\lambda}{\lambda_s(\vec{r})} + \frac{S^{ij}(\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})}{\lambda_{in}(\vec{r})} \quad (6.2)$$

Уравнение (6.1) является уравнением переноса, или уравнением Больцмана. Различным методам решения уравнений переноса посвящена довольно обширная литература*. Для получения нужного нам решения уравнения (6.1) мы ограничимся рассмотрением сферически симметричного реактора и из существующих методов решения уравнений переноса выберем метод сферических гармоник.

Выбор сферической формы является естественным, поскольку форма реальных реакторов обычно не сильно отличается от сферической** и поскольку функция распределения $N^j(\vec{r},\vec{n})$ зависит в этом случае всего лишь от двух переменных, что сильно упрощает задачу.

Выбор метода гармоник в качестве основного метода решения уравнения (6.1) в данной работе представляется рациональным по ряду причин.

Основная задача состоит в том, что при решении уравнения (6.1) с помощью этого метода непринужденно учитывается как анизотропия упругого рассеяния нейтронов, так и анизотропия источников. Учет же анизотропии упругого рассеяния представляется, с первого взгляда, чрезвычайно существенным, ибо она очень велика***.

Из других причин надо отметить сравнительную простоту получения решения уравнения (6.1) с помощью этого метода, особенно если ограничиться первыми тремя приближениями (диффузионным – P_1, P_3 и P_5).

---

* См., например, обзор [5] в монографии [22], [23], в которых имеется обширная библиография.

** Активная зона реактора обычно представляется в форме цилиндра с диаметром равным высоте.

*** Пример углового распределения приведен в § 8.

В § 7 показано, что для большего числа интересующих нас задач этих первых приближений достаточно.

Довольно подробно описано применение метода сферических гармоник к решению задач плоской геометрии в обзоре Маршака [5] и в работе Ванга и Гута [6]. Применение же методов сферических гармоник к задачам со сферической геометрией посвящена лишь одна работа Маршака [5]. В этой работе рассмотрена проблема Милна для сферы. Решение этой проблемы по существу сводится к решению уравнения переноса (6.1), в которой положено

$$Q(\vec{r},\vec{n}) = 0 \text{ и } \frac{1}{\lambda_a} = \frac{1}{\lambda_{in}} = \frac{1}{\lambda_f} = 0 .$$

Это уравнение было решено Маршаком в предположении $1/\lambda_s = \text{const}$ в P_5-приближении метода сферических гармоник.

В настоящей работе нас интересует решение уравнения (6.1) в наиболее общей записи, с учетом анизотропного рассеяния, захвата и деления, а также с учетом источников, вообще говоря, анизотропных. Эта задача решается в предположении однородности среды в P_n-приближении метода сферических гармоник.

Перейдем к конкретному изложению решения этой задачи.

Выберем центр симметрии за начало координат. Функция $N(\vec{r},\vec{n})$, зависящая от точки пространства и от направления скорости нейтрона, окажется зависящей лишь от модуля радиус- вектора $\vec{r}$, т. е. от $r = |\vec{r}|$ и от угла «θ» между направлением радиус-вектора «r» и направлением скорости нейтрона «n», т. е. от

$$\mu = \cos\theta = \vec{n}\frac{\vec{r}}{r}.$$

Производная по направлению «n» $\dfrac{\partial N(\vec{r},\vec{n})}{\partial S}$ записывается в сферически симметричном случае через «$\vec{r}$» и «μ» в виде

$$\frac{\partial N(\vec{r},\vec{n})}{\partial S} = -\mu\frac{\partial N(r,\mu)}{\partial r} - \frac{1-\mu^2}{r}\cdot\frac{\partial N(r,\mu)}{\partial \mu}. \tag{6.3}$$

Учитывая (6.3) и обозначая

$$\mu = \frac{\vec{r}}{r}\vec{n}; \quad \mu' = \frac{\vec{r}}{r}\vec{n}'; \quad \mu_0 = \vec{n}\cdot\vec{n}'; \quad |\vec{r}| = r \tag{6.4}$$

записываем уравнение (6.1) в виде:

$$-\mu\frac{\partial N(r,\mu)}{\partial r} - \frac{1-\mu^2}{r}\frac{dN(r,\mu)}{d\mu} = \frac{N(r,\mu)}{\lambda_{aifs}(r)} -$$

$$-\int N(r,\mu')\left[\frac{F(\mu_0,r)}{\lambda_s(r')} + \nu\frac{\nu^{ij}(\mu_0,r)}{\lambda_f(\vec{r})}\right]d\Omega' - Q(r,\mu). \tag{6.5}$$

Функцию $N(r,\mu)$ будем искать в виде ряда по полиномам Лежандра $P_l(\mu)$:

$$N(r,\mu) = \frac{1}{4\pi}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)N_l(r)P_l(\mu)\,. \tag{6.6$_1$}$$

Одновременно представим в виде ряда по сферическим гармоникам вероятность упругого рассеяния на разные углы:

$$F(\mu_0,r) = \frac{1}{4\pi}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)F_l(r)P_l(\mu_0) \tag{6.6$_2$}$$

распределение нейтронов деления по углам

$$\nu^{ij}(\mu_0,r) = \frac{1}{4\pi}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)\nu_l^{ij}(r)P_l(\mu_0) \tag{6.6$_3$}$$

и анизотропные источники нейтронов

$$Q(r,\mu) = \frac{1}{4\pi}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)Q_l(r)P_l(\mu) \tag{6.6$_4$}$$

Коэффициенты разложения $F_l(r)$; $\nu_l^{ij}(r)$; Q_l^r представляются следующими формами:

$$\begin{aligned}
F_l(r) &= 2\pi\int_{-1}^{+1}F(\mu_0,r)P_l(\mu_0)d\mu_0,\\
\nu_l^{ij} &= 2\pi\int_{-1}^{+1}\nu^{ij}(\mu_0,r)P_l(\mu_0)d\mu_0,\\
Q_l &= 2\pi\int_{-1}^{+1}Q(r,\mu)P_l(\mu)d\mu,
\end{aligned} \tag{6.6$_5$}$$

поскольку принята обычная нормировка полиномов Лежандра

$$\int_{-1}^{+1}P_l^2(\mu)d\mu = \frac{2}{2l+1} \tag{6.6$_6$}$$

Подставив (6.6$_1$)–(6.6$_4$) в (6.5), умножив затем (6.5) на $P_l(\mu)$ ($l = 0,1,2,\ldots,n,\ldots,\infty$) и проинтегрировав каждое из уравнений по «φ» от 0 до 2π и по «μ» от –1 до +1, получим в результате преобразований систему бесконечного числа уравнений:

$$l\left[N'_{l-1}(r) - \frac{l-1}{r}N_{l-1}(r)\right] + (l+1)\left[N'_{l+1} + \frac{l+2}{r}N_{l+1}(r)\right] + (2l+1)a_l(r)N_l(r) = \\ = (2l+1)Q_l(r), \quad l = 0,1,2,\ldots,n,\ldots,\infty \tag{6.7}$$

Здесь обозначено

$$N_l'(r) = \frac{dN_l(r)}{dr} \quad \text{и} \quad a_l(r) = \frac{1}{\lambda_{aifs}(r)} - \left[\frac{F_l(r)}{\lambda_s'(r)} + \nu\frac{\nu_l^{ij}}{\lambda_f(r)}\right]. \tag{6.8}$$

Займемся теперь получением приближенного решения бесконечной системы обыкновенных дифференциальных уравнении (6.7) в P_n-приближении метода сферических гармоник. Это приближение состоит в том, что вместо бесконечной системы рассматривают систему n+1 первых уравнений (l=0, 1, 2, ..., n).

При этом считается, что

$$N_l(r) = 0 \text{ при } l \geq n+1. \tag{6.9}$$

Аналогично тому, как это делается в работах Маршака [4], [5] и Ванга и Гута [6], мы будем рассматривать систему четного числа дифференциальных уравнений для такого же числа неизвестных функций. Другие определения P_n-приближения обсуждаются в работе Ванга и Гута и оказываются менее удобными.

В предположении об однородности среды в некотором сферическом слое, т. е. в предположении о независимости величин $a_l(r)$ от «r» в этом слое, можно получить решение системы n+1 дифференциальных уравнений (6.7) в квадратурах.

Получением такого решения мы и займемся.

Рассмотрим сначала систему однородных уравнений, соответствующую системе (6.7)

$$l\left[N_{l-1}'(r) - \frac{l-1}{r}N_{l-1}(r)\right] + (l+1)\left[N_{l+1}'(r) + \frac{l+2}{r}N_{l+1}(r)\right] + (2l+1)a_l N_l(r) = 0,$$

$$l=0,\ 1,\ 2,...,\ n,\ n - \text{нечетное};\ N_{n+1}(r)=0. \tag{6.10}$$

Будем искать частные решения системы уравнений (6.10) в виде одной из следующих систем функций.

$$N_l(r) = b_l(k)\sqrt{\frac{\pi}{2}}(kr)^{-\frac{1}{2}}\,\mathrm{I}_{\frac{2l+1}{2}}(kr) = b_l(k)\frac{\mathrm{J}_{\frac{2l+1}{2}}(kr)}{kr} \quad (l=0,\ 1,\ 2,...,\ n) \tag{6.11$_1$}$$

$$N_l(r) = b_l(k)\sqrt{\frac{\pi}{2}}(kr)^{-\frac{1}{2}}\,\mathrm{I}_{-\frac{2l+1}{2}}(kr) = b_l(k)\frac{\mathrm{J}_{-\frac{2l+1}{2}}(kr)}{kr} \quad (l=0,\ 1,\ 2,...,\ n) \tag{6.11$_2$}$$

$$N_l(r) = b_l'(k)\sqrt{\frac{\pi}{2}}(kr)^{-\frac{1}{2}}\,\mathrm{J}_{\frac{2l+1}{2}}(kr) = b_l'(k)\frac{\mathrm{J}_{\frac{2l+1}{2}}(kr)}{kr} \quad (l=0,\ 1,\ 2,...,\ n) \tag{6.11$_3$}$$

$$N_l(r) = b_l''(k)\sqrt{\frac{\pi}{2}}(kr)^{-\frac{1}{2}}\,\mathrm{J}_{-\frac{2l+1}{2}}(kr) = b_l''(k)\frac{\mathrm{J}_{-\frac{2l+1}{2}}(kr)}{kr} \quad (l=0,\ 1,\ 2,...,\ n) \tag{6.11$_4$}$$

Здесь $\mathrm{I}_{\pm\frac{2l+1}{2}}(kr)$, $\mathrm{J}_{\pm\frac{2l+1}{2}}(kr)$ функции Бесселя полуцелого индекса*, $b_l(k)$; $b_l'(k)$; $b_l''(k)$ – постоянные, зависящие от индекса «l» и параметра «k». Функции $\mathrm{I}_{\pm\frac{2l+1}{2}}(kr)$ и $\mathrm{J}_{\pm\frac{2l+1}{2}}(kr)$ определены правыми частями равенства (6.11).

Результат подстановки каждой системы функций (6.11) в систему уравнений (6.7) удобно представить в виде таблицы формул (6.13)**

$$\begin{array}{lll}
N_l(r) & l\left[N_{l-1}'(r)-\dfrac{l-1}{r}N_{l-1}(r)\right] & (l+1)\left[N_{l+1}'(r)+\dfrac{l+2}{r}N_{l+1}(r)\right] \\[2ex]
b_l(k)\,\dfrac{\mathrm{I}_{\frac{2l+1}{2}}(kr)}{kr} & b_{l-1}(k)l\,\dfrac{\mathrm{J}_{-\frac{2l+1}{2}}(kr)}{kr}k & b_{l+1}(k)(l+1)\dfrac{\mathrm{I}_{\frac{2l+1}{2}}(kr)}{kr}k \\[2ex]
b_l(k)\dfrac{\mathrm{I}_{-\frac{2l+1}{2}}(kr)}{kr} & b_{l-1}(k)l\,\dfrac{\mathrm{J}_{-\frac{2l+1}{2}}(kr)}{kr}k & b_{l+1}(k)(l+1)\dfrac{\mathrm{I}_{-\frac{2l+1}{2}}(kr)}{kr}k \\[2ex]
b_l'(k)\dfrac{\mathrm{I}_{\frac{2l+1}{2}}(kr)}{kr} & -b_{l-1}'(k)l\,\dfrac{\mathrm{I}_{\frac{2l+1}{2}}(kr)}{kr}k & b_{l+1}'(k)(l+1)\dfrac{\mathrm{I}_{\frac{2l+1}{2}}(kr)}{kr}k \\[2ex]
b_l''(k)\dfrac{\mathrm{I}_{-\frac{2l+1}{2}}(kr)}{kr} & b_{l-1}''(k)l\,\dfrac{\mathrm{I}_{-\frac{2l+1}{2}}(kr)}{kr}k & -b_{l+1}''(k)(l+1)\dfrac{\mathrm{I}_{-\frac{2l+1}{2}}(kr)}{kr}k
\end{array} \qquad (6.13)$$

При получении результатов, записанных во втором и третьем столбиках таблицы (6.13), были использованы формулы для производных от Бесселевых функций.

Из таблицы (6.13) видно, что при подстановке любого из выражений (6.11) в уравнение (6.10) все члены уравнения оказываются зависящими от «ε» одинаковым образом. Сокращая все члены уравнения на функцию, выражающую эту зависимость, получаем следующие системы линейных однородных алгебраических уравнений для констант $b_l(k)$; $b_l'(k)$; $b_l''(k)$:

$$l\cdot k\cdot b_{l-1}(k)+(2l+1)a_l b_l(k)+(l+1)k b_{l+1}(k)=0\,,$$
$$l=0,\ 1,\ 2,\ldots,\ n;\ b_{n+1}(k)=0; \qquad (6.14)$$

$$-l\cdot k\cdot b_{l-1}'(k)+(2l+1)a_l b_l'(k)+(l+1)k\cdot b_{l+1}'(k)=0;$$
$$l=0,\ 1,\ 2,\ldots,\ n;\ b_{n+1}'(k)=0\,; \qquad (6.15)$$

$$l\cdot k\cdot b_{l-1}''(k)+(2l+1)a_l b_l''(k)-(l+1)k b_{l+1}''(k)=0;$$
$$l=0,\ 1,\ 2,\ldots,\ n;\ b_{n+1}''(k)=0\,. \qquad (6.16)$$

---

* См., например, [24].

** Такова нумерация формул в оригинале (нет номера 6.12). (*Прим. редактора*)

Для определенности остановим наше внимание на частных решениях (6.11_1) и (6.11_2) и соответственно на системе (6.14). Условием существования нетривиального решения алгебраической системы уравнений (6.14) является равенство нулю определителя системы. Определитель системы записывается в виде:

$$D_{n+1}^{1}(k)=\begin{vmatrix} a_0 & k & 0 & 0 & 0 & . & 0 & 0 & 0 \\ k & 3a_1 & 2k & 0 & 0 & . & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 2k & 5a_2 & 3k & 0 & . & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 3k & 7a_3 & 0 & . & 0 & 0 & 0 \\ . & . & . & . & . & . & . & . & . \\ 0 & 0 & 0 & 0 & . & . & (2n-3)a_{n-2} & (n-1)k & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & . & . & (n-1)k & (2n-1)a_{n-1} & nk \\ 0 & 0 & 0 & 0 & . & . & 0 & nk & (2n+1)a_n \end{vmatrix} \qquad (6.17_1)$$

Уравнение $$D_{n+1}^{1}(k)=0 \qquad (6.17_2)$$

является алгебраическим уравнением (n+1)-й степени. Причем из вида определителя, а именно, из четности числа сторон и столбцов, из равенства нулю всех элементов, кроме диагональных и околодиагональных и из того, что параметр «k» содержится только в околодиагональных элементах, следует, что многочлен (6.17_1) содержит только четные степени «k» т. е. уравнение (6.17_2) имеет $\frac{n+1}{2}$ корней со знаком «+» и $\frac{n+1}{2}$ таких же точно корней со знаком «–».

Относительно корней уравнения (6.17) можно показать следующее. Если все $a_l > 0$ при $l \neq 0$, то

при $a_0 > 0$ все корни действительны;

при $a_0 = 0$ все корни действительны, причем два из них равны нулю;

при $a_0 < 0$ два корня чисто мнимы, а остальные (n–1) корней действительны.

Поясним физический смысл условий $a_0 > 0$; $a_0 = 0$; $a_0 < 0$ и $a_l > 0$ при $l \neq 0$.

Полагая в формуле (6.8) $l = 0$, получаем

$$a_0 = \frac{1}{\lambda_{aifs}} - \left[\frac{F_0}{\lambda'_s} + \nu\frac{\nu_0^{jj}}{\lambda_f}\right].$$

Из (6.6), (6.2) и (4.9) следует, что $F_0 = 1$.

Из (6.6) и (4.11) следует, что $\nu_0^{jj} \leq 1$, причем равенство имеет место лишь в случае одногрупповой модели, когда рассматриваемый интервал перекрывает весь спектр деления.

Если принять, что поток нейтронов рассматриваемой j-й группы равен единице, то $1/\lambda_{aifs}$ есть общее число столкновений нейтронов этой группы с ядрами (в секунду). Причем после этих столкновений в результате рассеяния и деления от ядер отлетает $\frac{1}{\lambda'_s}+\nu\frac{\nu^{jj}}{\lambda_f}$ нейтронов этой же группы. Отсюда ясно, что при $a_0^j>0$ среда по отношению к нейтронам j-й группы ведет себя как поглощающая, при $a_0^j=0$ как рассеивающая и при $a_0^j<0$ как мультиплицирующая с коэффициентом мультипликации больше единицы.

Поясним теперь, почему величины a_l при $l\neq 0$ следует считать положительными во всех реальных веществах. Из (6.6) ясно, что $F_l<F_0=1,\ \nu_l^{jj}<\nu_0^{jj}$ и, следовательно, $a_l>a_0$.

Отсюда ясно, что величина a_l могла бы оказаться отрицательной лишь в сильно мультиплицирующем веществе при a_0<0 и при условии сильной анизотропии нейтронов деления. Численная же оценка показывает, что даже в случае вещества с наибольшей мультипликацией, чтобы получить a_0<0, необходимо предположить анизотропию нейтронов деления примерно одинаковой с анизотропией упруго рассеянных нейтронов. Но это предположение представляется невероятным.

Возвратимся к решению систем уравнений (6.10) и (6.7). Рассмотрим сначала случай a_0>0. В этом случае, как уже отмечалось, уравнение (6.17) имеет $\frac{n+1}{2}=q$ различных положительных корней и $\frac{n+1}{2}=q$ таких же точно отрицательных корней. Каждой паре корней $\pm k_i$ соответствует два независимых частных решения системы уравнений (6.10).

$$N_{li}(r)=b_{li}\frac{J_{\frac{2l+1}{2}}(k_ir)}{k_ir}\quad l=0,\ 1,\ldots,\ n \tag{6.18}$$

$$N_{li}(r)=b_{li}\frac{J_{-\frac{2l+1}{2}}(k_ir)}{k_ir}\quad l=0,\ 1,\ldots,\ n, \tag{6.19}$$

где $b_{li}=b_l(k_i)$ определяются из уравнений (6.14), если в них положить $k=k_i$.

Общее решение системы n+1 дифференциальных уравнений (6.10) содержит n+1 произвольных постоянных и записывается в виде

$$N_l(r)=\sum_{i=1}^{q=\frac{n+1}{2}}\beta_i b_{li}\frac{J_{\frac{2l+1}{2}}(k_ir)}{k_ir}+\sum_{i=1}^{q}\beta_{q+1}b_{li}\frac{J_{-\frac{2l+1}{2}}(k_ir)}{k_ir}. \tag{6.20}$$

Здесь $\beta_i;\ \beta_{q+1}\ (i=1,2,\ldots,q=\frac{n+1}{2})$ – произвольные постоянные.

Общее решение можно записать в другом виде, взяв в качестве частных решений вместо $q=\frac{n+1}{2}$ системы функций (6.19) разности (6.19) и (6.18), т. е. следующие системы функций:

$$\tilde{N}_{l,q+i}(r) = N_{l,q+i}(r) - N_{l,i}(r) = (-1)^l b_{li} \frac{\mathrm{K}_{\frac{2l+1}{2}}(k_i r)}{k_i r}$$

$$l = 0, 1, \ldots, n\,;\ i = 1, 2, \ldots, q\,, \tag{6.21}$$

где
$$\mathrm{K}_{\frac{2l+1}{2}}(k_i r) = (-1)^l \left\{ \mathrm{J}_{\frac{2l+1}{2}}(k_i r) - \mathrm{I}_{\frac{2l+1}{2}}(k_i r) \right\} \tag{6.22}$$

Последний выбор частных решений удобен тем, что функция $\mathrm{K}_{\frac{2l+1}{2}}(x)$ при $x \to \infty$ стремится к нулю, а функция $\dfrac{\mathrm{J}_{\frac{2l+1}{2}}(x)}{x} \sim x^{l+1}$ ограничена при $x \to 0$.

Общее решение записывается в виде:

$$N_l(r) = \sum_{i=1}^{q} \beta_i' b_{li} \frac{\mathrm{J}_{\frac{2l+1}{2}}(k_i r)}{k_i r} + \sum_{i=1}^{q} \beta_{q+1}' (-1)^l b_{li} \frac{\mathrm{K}_{\frac{2l+1}{2}}(k_i r)}{k_i r} \tag{6.23}$$

Причем постоянные β_i' и β_{q+i}' связаны с β_i и β_{q+i} следующим образом: $\beta_i' = \beta_i + \beta_{q+i}$; $\beta_{q+i}' = \beta_{q+i}$.

Перейдем теперь к решению неоднородной системы $(n+1)$ дифференциальных уравнений (6.7)*

Из теории систем линейных дифференциальных уравнений** известно, что общее решение таких систем равно сумме общего решения однородной системы и частного решения неоднородной. Таким образом, наша задача состоит в отыскании частного решения системы уравнений (6.7)

Нам удалось найти частное решение в виде

$$N_l(r) = \sum_{i=1}^{q} \left\{ \left[-M_i \int_0^r r' \sum_{l_0=0}^{n} Q_{l_0}(r')(2l_0+1) b_{l_0 i} \mathrm{K}_{\frac{2l+1}{2}}(k_i r') dr' \right] b_{li} \frac{\mathrm{J}_{\frac{2l+1}{2}}(k_i r)}{k_i r} + \right.$$

$$\left. + \left[M_i \int_0^r r' \sum_{l_0=0}^{n} Q_{l_0}(r')(2l_0+1)(-1)^{l_0} b_{l_0 i} \mathrm{J}_{\frac{2l+1}{2}}(k_i r') dr' \right] (-1)^l b_{li} \frac{\mathrm{K}_{\frac{2l+1}{2}}(k_i r)}{k_i r} \right\},$$

$$l = 0, 1, 2, \ldots, n. \tag{6.24}$$

---

* См., например, [25].

** При поисках этого решения существенную помощь оказала Е.И. Погудалина, совместно с которой был установлен вид решения для случая изотропных источников в P_3-приближении.

Постоянные M_i $(i=1,\ 2,\ldots,q=\dfrac{n+1}{2})$, которые входят в (6.24), определяются или алгебраической системой уравнений

$$\sum_{i=1}^{q}\frac{M_i b_{0i} b_{li}}{k_i^l}=-\delta_{1l},\ l=1,\ 2,\ldots,\ q \tag{6.25}$$

или эквивалентной при $n>1$ системой уравнений

$$\sum_{i=1}^{q}\frac{M_i b_{0i} b_{li}}{k_i^{2m-1}}=-\delta_{1m}(-1)^{\frac{n-1}{2}}\frac{2\cdot4\cdot6\cdot\ldots\cdot(n-1)}{3\cdot5\cdot7\cdot\ldots\cdot n},$$

$$m=1,\ 2,\ 3,\ldots,q=\frac{n+1}{2}. \tag{6.26}$$

Решение системы (6.26) представляется в виде (при $n>1$)

$$M_i b_{0i}=(-1)^{i+\frac{n-1}{2}}\frac{2\cdot4\cdot6\cdots(n-1)}{3\cdot5\cdot7\cdot n}\frac{k_i^3}{b_{ni}}\frac{1}{\prod\limits_{m=1}^{q}k_m^2\prod\limits_{l=1}^{i-1}\left(\dfrac{1}{k_i^2}-\dfrac{1}{k_l^2}\right)\prod\limits_{m=i+1}^{q}\left(\dfrac{1}{k_m^2}-\dfrac{1}{k_i^2}\right)}. \tag{6.27}$$

В P_1-приближении (при n=1)

$$M_{bo}=-\frac{k}{b_1}=\frac{k^2}{a_0 b_0}. \tag{6.28}$$

Можно доказать, что выражение (6.24) действительно является частным решением системы уравнений (6.7) при условии, если константы M_i подчиняются уравнениям (6.25), (6.26), (6.27).

Окончательное общее решение системы (6.7) при a_0>0 записывается в виде:

$$N_l(r)=\sum_{i=1}^{q=\frac{n+1}{2}}\left\{\left[\beta_i-M_i\int\limits_0^r r'\sum_{l_0=0}^{n}Q_{l_0}(r')(2l_0+1)b_{l_0 i}\,\mathrm{K}_{\frac{2l_0+1}{2}}(k_i r')dr'\right]b_{li}\frac{\mathrm{J}_{\frac{2l+1}{2}}(k_i r)}{k_i r}+\right.$$

$$\left.+\left[\beta_{q+i}+M_i\int\limits_0^r r'\sum_{l_0=0}^{n}Q_{l_0}(r')(2l_0+1)(-1)^{l_0}b_{l_0 i}\,\mathrm{J}_{\frac{2l_0+1}{2}}(k_i r')dr'\right](-1)^l b_{li}\frac{K_{\frac{2l+1}{2}}(k_i r)}{k_i r}\right\},$$

$$l=0,\ 1,\ 2,\ldots,\ n. \tag{6.29}$$

Рассмотрим теперь случай a_0<0. В этом случае уравнение (6.17) имеет $\dfrac{n-1}{2}$ различных положительных корней, $\dfrac{n-1}{2}$ таких же точно отрицательных корней и два чисто мнимых корня с противоположными знаками

$$\mathrm{K}_{\frac{n+1}{2}} = k_q = i\kappa, \quad -k_q = -i\kappa. \tag{6.30}$$

Здесь κ – действительное положительное число.

Ясно, что выражение (6.29) является решением системы уравнений (6.7) также и в этом случае. Однако члены, соответствующие корням $\pm i\kappa$, содержат мнимости, и поэтому обращение с ними неудобно. Можно показать, что избавляясь от мнимостей в (6.29), мы получаем общее решение системы уравнений (6.7) при $a_0<0$ в следующем виде.

$$N_l(r) = \sum_{i=1}^{q-1}\left\{\left[\gamma_i - M_i\int_0^r r'\sum_{l_0=0}^{n} Q_{l_0}(r')(2l_0+1)b_{l_0 i}\,\mathrm{K}_{\frac{2l_0+1}{2}}(k_i r')dr'\right]b_{li}\frac{\mathrm{J}_{\frac{2l+1}{2}}(k_i r)}{k_i r}+\right.$$

$$\left.+\left[\gamma_{q+i} + M_i\int_0^r r'\sum_{l_0=0}^{n} Q_{l_0}(r')(2l_0+1)(-1)^{l_0}b_{l_0 i}\,\mathrm{J}_{\frac{2l+1}{2}}(k_i r')dr'\right](-1)^l b_{li}\frac{\mathrm{K}_{\frac{2l+1}{2}}(k_i r)}{k_i r}\right\}+$$

$$+\left[\gamma_q + M_q\int_0^r r'\sum_{l_0=0}^{n} Q_{l_0}(r')(2l_0+1)b'_{l_0}(\kappa)\,\mathrm{J}_{-\frac{2l+1}{2}}(\kappa r')\,dr'\right]b'_l(\kappa)\cdot\frac{\mathrm{J}_{\frac{2l+1}{2}}(\kappa r)}{\kappa r}+$$

$$+\left[\gamma_{2q} - M_q\int_0^r r'\sum_{l_0=0}^{n} Q_{l_0}(r')(2l_0+1)(-1)^{l_0}b'_{l_0}(\kappa)\,\mathrm{J}_{\frac{2l+1}{2}}(\kappa r')dr'\right](-1)^l b'_l(\kappa)\frac{\mathrm{J}_{-\frac{2l+1}{2}}(\kappa r)}{(\kappa r)},$$

$$l = 0, 1, \ldots, n \tag{6.31}$$

Константы M_i определяются формулами:
при $n>1$

$$M_i b_{0i} = (-1)^{i+\frac{n-1}{2}}\frac{2\cdot 4\cdot 6\cdots(n-1)k_i^2}{3\cdot 5\cdot 7\cdots n b_{ni}}\times$$

$$\times\frac{1}{\kappa^2\prod\limits_{m=1}^{q-1}k_m^2\prod\limits_{l=1}^{i-1}\left(\frac{1}{k_i^2}-\frac{1}{k_l^2}\right)\prod\limits_{m=i+1}^{q-1}\left(\frac{1}{k_m^2}-\frac{1}{k_i^2}\right)\left(\frac{1}{\kappa^2}+\frac{1}{k^2}\right)},$$

$$i = 1, 2, \cdots, (q-1) \tag{6.32}$$

$$M_q b'_0(\kappa) = (-1)^2\frac{2\cdot 4\cdot 6\cdots(n-1)\kappa^3}{3\cdot 5\cdot 7\cdots n b'_n(\kappa)}\frac{1}{\kappa^2\prod\limits_{m=1}^{q-1}k_m^2\prod\limits_{l=1}^{q-1}\left(\frac{1}{\kappa^2}+\frac{1}{k^2}\right)}$$

при $n=1$ $$M_1 b'_0(\kappa) = \frac{\kappa}{b'_1(\kappa)}.$$

Отметим, что в отличие от решения (6.29), описывающего функцию распределения нейтронов в поглощающей среде, решение для мультиплицирующей среды (6.31) содержит периодические функции. Напомним, что

$$\mathrm{J}_{\frac{1}{2}}(x) = \sin x; \quad \mathrm{J}_{-\frac{1}{2}}(x) = \cos x.$$

Рассмотрим, наконец, случай a_0=0. В этом случае все корни уравнения (6.17$_2$) действительны, причем два из них равны нулю. Общее решение для этого случая получено предельным переходом в тех членах выражения (6.29), которые соответствуют нулевым корням. Здесь мы приведем лишь окончательный результат этого предельного перехода. Итак, решение системы уравнений (6.7) при a_0=0 в P_n-приближении записывается в виде:

$$N_l(r) = \sum_{i=1}^{q-1}\left\{\left[\varepsilon_i - M_i\int_0^r r'\sum_{l_0=0}^{n} Q_{l_0}(r')(2l+1)b_{l_0 i}\,\mathrm{K}_{\frac{2l_0+1}{2}}(k_i r')dr'\right]b_{li}\frac{\mathrm{I}_{\frac{2l+1}{2}}(k_i r)}{k_i r} + \right.$$

$$\left. + \left[\varepsilon_{q+i} + M_i\int_0^r r'\sum_{l_0=0}^{n} Q_{l_0}(r')(2l_0+1)(-1)^{l_0} b_{l_0 i}\mathrm{J}_{\frac{2l_0+1}{2}}(k_i r')dr'\right](-1)^l b_{li}\frac{\mathrm{K}_{\frac{2l+1}{2}}k_i r}{k_i r}\right\} +$$

$$+\left[\varepsilon_q - \int_0^r r'\sum_{l_0=0}^{n} Q_{lo}(r')(2l_0+1)(-1)^{l_0}\frac{D_{l_0}}{r'^{l_0}}dr'\right]\delta_{0l} + \left[\varepsilon_{2q} + \int_0^r r'^2 Q_0(r')dr'\right]\frac{D_l}{r^{l+1}};$$

$$l = 0, 1, \ldots, n \tag{6.33}$$

Величины k_i; b_{li} $(i = 1, 2, \ldots, (q-1))$ определяются, как и в случае a_0>0, уравнением (6.17$_2$) и рекуррентными соотношениями (6.14). В этих соотношениях надо положить a_0=0. При этом, в частности, получим, что

$$b_{1i} = 0. \tag{6.34}$$

Величина D_l определяется соотношениями

$$D_0 = 3a_{1i}; \quad D_1 = 1; \qquad D_l = \frac{3\cdot 5\cdot 7\cdot \ldots \cdot (2l-1)\cdot 2\cdot 3\cdot 4\cdot \ldots \cdot l}{5a_2\cdot 7a_3\cdot 9a_4\cdot \ldots \cdot (2l+1)a_l} \tag{6.35}$$

Выражения для констант M_i получим, положив в формулах (6.27) k_q=0.

$$M_i b_{0i} = (-1)^{i+\frac{n-1}{2}}\frac{2\cdot 4\cdot 6\cdot \ldots \cdot (n-1)k_i^3}{3\cdot 5\cdot 7\cdot \ldots \cdot n\; b_{ni}}\frac{1}{\prod\limits_{m=1}^{q-1}k_m^2\prod\limits_{l=1}^{i-1}\left(\frac{1}{k_i^2}-\frac{1}{k_l^2}\right)\prod\limits_{m=i+1}^{q-1}\left(\frac{1}{k_m^2}-\frac{1}{k_i^2}\right)} \tag{6.36}$$

Заметим, что решение Маршака [11] получается из (6.33), если положить $Q_{l_0}(r) = 0$ и n=5.

Резюмируя изложенное выше, можно сказать, что найдено общее решение системы дифференциальных уравнений (6.7) в предположении a_l=const для всех трех возможных случаев – поглощающей среды (a_0>0), рассеивающей среды и мультиплицирующей среды (a_0>0). Решение найдено в P_n-приближении в общем случае анизотропных источников.

Для использования полученного общего решения в какой-либо конкретной задаче надо определить, пользуясь граничными условиями, произвольные постоянные β_i или γ_i или ε_i.

Изложим, как ставятся граничные условия в методе сферических гармоник.

Рассмотрим случай, когда сечение (6.29) или (6.31) или (6.33) записано для среды, включающей центр симметрии, т. е. точку r=0.

Условие ограниченности потока $N(r,\mu)$ (1.16) налагает в этом случае следующие условия на произвольные постоянные указанных решений.

$$\begin{aligned} \beta_{q+1} &= 0\,,\ i{=}1,\ 2,\ ...,\ q \\ \gamma_{q+i} &= 0\,,\ i{=}1,\ 2,\ ...,\ q \\ \varepsilon_{q+i} &= 0\,,\ i{=}1,\ 2,\ ...,\ q \end{aligned} \tag{6.37}$$

Необходимость этих условий ясна из того, что в решениях (6.29), (6.31), (6.33) константы β_{q+i}; γ_{q+i}; ε_{q+i} умножаются на функции, имеющие особенности при r=0.

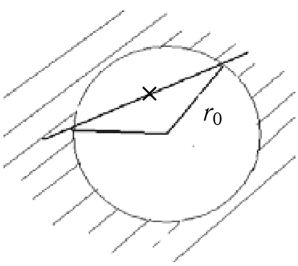


Рисунок 2

Рассмотрим случай, когда в центре симметрии имеется шаровая полость радиуса r_0. Точное граничное условие на сфере радиуса r_0 непосредственно очевидно из соображений симметрии (рисунок 2) и имеет вид:

$$N(r_0,\mu) = N(r_0,-\mu) \tag{6.38}$$

В методе сферических гармоник $N(r_0,\mu)$ представляется в виде

$$N(r_0,\mu) = \sum_{l=0}^{n} \frac{2l+1}{2} N_l(r_0) P_l(\mu)\,. \tag{6.39}$$

Если иметь в виду, что

$$P_l(-\mu) = P_l(\mu) \text{ при } l \text{ четных,}$$

$$P_l(-\mu) = -P_l(\mu) \text{ при } l \text{ нечетных,}$$

то становится очевидной эквивалентность соотношения (6.38) следующим $\dfrac{n+1}{2}$ условиям

$$\left\{\begin{matrix} N_1(r_0) = 0 \\ N_3(r_0) = 0 \\ N_5(r_0) = 0 \\ \vdots \\ N_n(r_0) = 0 \end{matrix}\right\} \tag{6.40}$$

Нетрудно доказать, что при $r_0 \to 0$ условия (6.40) станут эквивалентными условиям (6.37).

Рассмотрим случай, когда среда, характеризуемая параметрами $a_0>0$ или $a_0<0$, простирается до бесконечности, а источники расположены на конечном расстоянии от центра симметрии. В этом случае следует потребовать, чтобы поток нейтронов на бесконечности равнялся нулю. Из этого требования сразу определяется $\frac{n+1}{2}$ произвольных постоянных β_i или ε_i (см. 6.29) и (6.33).

$$\beta_i = M_i \int_0^\infty r' \sum_{l_0=0}^{n} Q_{l_0}(r')(2l_0+1)b_{0i}\, \mathrm{K}_{\frac{2l_0+1}{2}}(k_i r')dr', \quad i = 1, 2, \ldots, q$$

$$\varepsilon_i = M_i \int_0^\infty r' \sum_{l_0=0}^{n} Q_{l_0}(r')(2l_0+1)b_{l_0 i}\, \mathrm{K}_{\frac{2l_0+1}{2}}(k_i r')dr', \quad i = 1, 2, \ldots, q-1$$

$$\varepsilon_q = \int_0^\infty r' \sum_{l_0=0}^{n} Q_{l_0}(r_0')(2l_0+1)(-1)^{l_0} \frac{D_{l_0}}{r'l_0} dr'. \tag{6.41}$$

Запишем теперь условия на внешней границе с пустотой, предположив, что потока нейтронов из пустоты нет. Точное граничное условие имеет следующий вид:

$$N(R,\mu) = 0 \text{ при } -1 \le \mu \le 0 \tag{6.42}$$

Здесь $\mu = \cos\theta < 0$, R – радиус граничной сферы.

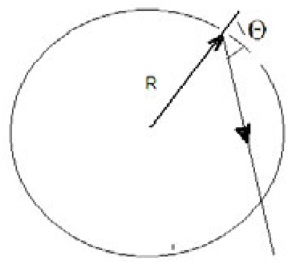


Рисунок 3

Условие (6.42) должно выполняться для всех μ, лежащих на отрезке [–1, 0] и поэтому представляет собою бесконечное множество условий.

Для определения произвольных постоянных, входящих в уравнения (6.29), (6.31) или (633), нам нужно иметь на внешней границе $\frac{n+1}{2}$ условий (остальные $\frac{n+1}{2}$ условий ставятся на внутренней границе).

Известен ряд рецептов получения нужных нам $\frac{n+1}{2}$ условий из (6.42).

Для выбора наилучшего рецепта в работе [6] решается проблема Милна в P_1, P_3, P_5-приближениях с граничными условиями следующего вида*:

$$\int_{-1}^{0} N(R,\mu)\mu^p d\mu, \text{ где } p=1,\ 3,\ \ldots,\ n. \tag{6.43}$$

* Такие же условия использованы в работе [4].

А также с условиями того же вида, но при p=0, 2, 4,..., n–1; p=0, 1, 2,...$\frac{n+1}{2}$; $p=\frac{n+1}{2},\ldots,n$ и, наконец, с условиями $N(R,\mu_i)=0$, где μ_i являются отрицательными корнями полинома Лежандра $P_{n+1}(\mu)$. Сравнение этих указанных решений с точным решением показало, что наилучшая сходимость имеет место при граничных условиях (6.43).

Нами эти граничные условия проверены на задаче о критическом размере активного шара без оболочки. Результаты этих расчетов, приведенные в § 7, оказались весьма благоприятными для условий (6.43).

В случае, когда рассматриваемая среда состоит из однородных сферических слоев с различными свойствами, решения вида (6.29), (6.31), (6.33) записываются отдельно в каждой среде со своими произвольными постоянными.

На каждой границе надо потребовать непрерывность функции $N(R,\mu)$

$$N^{\mathrm{I}}(R,\mu)=N^{\mathrm{II}}(R,\mu), \tag{6.44}$$

имея в виду (6.39), легко получить, что в P_n-приближении условие (6.44) эквивалентно n+1 условиям.

$$N_l^{\mathrm{I}}(R)=N_l^{\mathrm{II}}(R), \quad l=0,1,\ldots,n \tag{6.45}$$

Используя граничные условия (6.37), (6.40), (6.41), (6.43). (6.45) в конкретных задачах, мы получаем для определения произвольных постоянных β_l, γ_l, ε_i ровно столько соотношений, сколько имеется этих произвольных постоянных.

§ 7. О точности метода сферических гармоник

Формулы, полученные в предыдущем параграфе, дают возможность находить в P_n-приближении метода сферических гармоник поток нейтронов по заданным источникам и, следовательно, решать многогрупповую задачу о критическом размере и распределении нейтронов по реактору (см. § 4). Ясно, что чем более высокое приближение мы выберем, тем более точным будет наше решение, но одновременно расчеты будут более громоздкими. Для того, чтобы при решении конкретных задач можно было выбирать приближение, обеспечивающее нужную точность при наименьшей затрате труда, надо знать погрешности различных приближений.

Для выяснения величин этих погрешностей надо было бы рассмотреть ряд типичных задач и сравнить интересующие нас приближенные решения этих задач с точными решениями*. Нам известны точные решения лишь двух задач.

Решение первой задачи о распределении в бесконечной однородной, изотропно рассеивающей среде нейтронов, испускаемых точечным источником, сравнивалось с решениями в P_1, P_3 и P_5-приближениях.

Вторая задача, для которой известно достаточно точное решение, - это одногрупповая задача о критическом размере сферического реактора с отражателем и без отражателя. Эта задача решена в работе Романова Ю.А. По формулам, полученным в указанной работе, мы можем вычислить собственное число $\beta_{кр}$(а.з.) уравнения (6.11) при заданном радиусе активной зоны и заданных свойствах отражателя. Затем по формулам (6.12) и (6.13) мы можем найти точное решение весьма существенной для нас задачи о потоке нейтронов в активной зоне, если источники нейтронов $Q(r)$ пропорциональны собственной функции уравнения (6.11) $f(r)$ в активной зоне и равны нулю в отражателе.

$$N_0(r) = \frac{Q(r)}{\beta_{кр}(\text{а.з.}) - \beta_{вещ}(\text{а.з.})}\,. \tag{7.1}$$

В § 6 соотношение (7.1) выведено из точного интегрального уравнения. Получим теперь такое соотношение в любом приближении метода сферических гармоник с помощью приема, аналогичного приему, использованному в § 6.

Запишем первое уравнение системы (6.7), соответствующее l=0

$$N_1'(r) + \frac{2}{r}N_1(r) + a_0(r)N_0(r) = Q_0(r)\,. \tag{7.2}$$

Причем будем считать, что в активной зоне $a_0(r) = a_{0\ вещ}(\text{а.з.}) = \text{const}$ и что источники $Q(r)$ изотропны.

* Следует отметить большой теоретический и практический интерес разработки способа оценки неточности метода сферических гармоник, который бы вытекал из самого существа делаемых приближений. Насколько нам известно, в настоящее время такого способа не существует.

Одновременно рассмотрим однородную систему уравнений задачи той же геометрии на нахождение собственной функции и собственного значения параметра $a_0^{\text{кр}}(\text{а.з.})$, при которой стационарное решение существует. Выпишем первое уравнение этой системы.

$$N_1'(r) + \frac{2}{r} N_1(r) + a_0^{\text{кр}} N_0(r) = 0 \tag{7.3}$$

Причем будем считать, что в активной зоне $a_0^{\text{кр}}(\text{а.з.}) = a_0^{\text{кр}}(r) = \text{const}$, а в отражателе $a_0^{\text{кр}}(r) = a_0(r)$. Граничные условия в этих задачах предполагаются одинаковыми.

Если положим функцию $Q_0(r)$ пропорциональной собственному решению уравнения (7.3) в активной зоне и равной нулю в отражателе, то, сравнивая (7.2) и (7.3), получаем соотношение:

$$N_0^{P_n}(r) = \frac{Q^{P_n}(r)}{a_0^{\text{вещ}}(\text{а.з.}) - a_0^{\text{кр}\ P_n}(\text{а.з.})} \tag{7.4}$$

Имея в виду, что

$$\beta = a_1 - a_0, \tag{7.5}$$

получаем

$$N_0^{P_n}(r) = \frac{Q^{P_n}(r)}{\beta_{\text{кр}}^{P_n}(\text{а.з.}) - \beta_{\text{вещ}}(\text{а.з.})} \tag{7.6}$$

Поскольку при выводе соотношения (7.6) используется только первое уравнение системы (6.7), это соотношение справедливо в любом приближении метода сферических гармоник, в том числе и в P_∞-приближении, т. е. в случае точной постановки задачи. Заметим, что при выводе (7.6) не сделано предположение об изотропии рассеяния, в отличие от вывода, приведенного в § 5.

Представление о погрешности P_n-приближения метода сферических гармоник можно составить, если сравнить точное решение (7.1) с приближенным решением (7.6) для ряда конкретных задач. Поскольку нам неизвестны достаточно простые способы расчета точных собственных функций $f(r)$, то нам приходится удовлетворяться сравнением потока нейтронов в активной зоне, которые, при условии $\int\limits_{\text{а.з}} Q(r)dV = 1$ равны

$$\int\limits_{\text{а.з}} N(r)dV = \frac{1}{\beta_{\text{кр}}(\text{а.з.}) - \beta_{\text{вещ}}(\text{а.з.})}; \quad \int\limits_{\text{а.з}} N^{P_n}(r)dV = \frac{1}{\beta_{\text{кр}}^{P_n}(\text{а.з.}) - \beta_{\text{вещ}}(\text{а.з.})}$$

Количественно погрешность метода сферических гармоник удобно характеризовать величиной

$$Z = 1 - \frac{\int\limits_{\text{а.з}} N^{P_n}(r)dV}{\int\limits_{\text{а.з}} N_0(r)dV} = 1 - \frac{\beta_{\text{кр}} - \beta_{\text{вещ}}}{\beta_{\text{кр}}^{P_n} - \beta_{\text{вещ}}} = \frac{\beta_{\text{кр}}^{P_n} - \beta_{\text{кр}}}{\beta_{\text{кр}}^{P_n} - \beta_{\text{вещ}}} = \frac{h_{\text{кр}}^{P_n} - h_{\text{кр}}}{h_{\text{кр}}^{P_n} - h_{\text{вещ}}} \tag{7.7}$$

Эта величина оказывается положительной и дает долю, на которую занижается поток нейтронов в активной зоне при расчете в P_n-приближении по сравнению с результатом точного расчета.

Численные расчеты величины погрешности проделаны нами для однопробежного случая, т. е. для случая, когда средние свободные длины пробега нейтрона в отражателе и в активной зоне одинаковы. Этот выбор обусловлен тем, что именно для этого случая формулы Романова Ю.А., дающие связь между $\beta_{кр}$ и $R_{кр}$, наиболее точны и просты, а, с другой стороны, именно этот случай представляет для нас наибольший практический интерес. Неточность в $R_{кр}$, допускаемая указанными формулами, составляет, по-видимому, десятые доли процента. Поэтому для наших целей эти формулы можно считать точными. Для определенности мы приняли при расчетах размеры отражателя бесконечными. За единицу длины приняли среднюю длину свободного пробега (α=1). Поэтому $h = \dfrac{\beta}{\alpha} = \beta$.

Были подсчитаны критические радиусы для следующих параметров, характеризующих свойства активной зоны h_i и отражателя h_l: h_i=2, 1,7; 1,5; 1,3; 1,1; 1,05; h_l=1; 0,975; 0,8; 0,5; 0,3 0 (всего 36 вариантов).

Для каждого из полученных радиусов были найдены $h_{кр}^{P_n}$ в P_1, P_3 и P_5-приближениях.

Результаты последних расчетов показали, что величина погрешности $h_{кр}^{P_n} - h_{кр}$ зависит, в основном, от величины $h_{кр}$. В P_1-приближения $h_{кр}^{P_n} - h_{кр}$ заметно зависит от свойств отражателя (h_l). В P_3 и P_5-приближениях зависимости ($h_{кр}^{P_n} - h_{кр}$) от (h_l) при одинаковом $h_{кр}$, выходящей за пределы возможной неточности, не обнаружено.

Для того чтобы пояснить, как пользоваться приведёнными соображениями и какие заключения о погрешности метода сферических гармоник вытекают из полученных результатов, рассмотрим пример. Пусть радиус шара, в котором заданы источники, равен полутора длинам свободного пробега нейтрона и свойства среды, заполняющей этот шар, характеризуются параметрами $h_{вещ}$=0,5.

Пусть отражатель характеризуется параметром (h_l =0,8). Прежде всего, по кривым $\alpha R = a(h_i, h_l)$ находим, что этому случаю соответствует $h_{кр}$=1,48. В свою очередь, $h_{кр}$ соответствует в P_1-приближении

$$h_{кр}^{P_1} - h_{кр} = 0{,}157; \quad Z = \frac{0{,}157}{1{,}48 + 0{,}157 - 0{,}5} = 0{,}14;$$

в P_3-приближении

$$h_{кр}^{P_3} - h_{кр} = 0{,}024; \quad Z = \frac{0{,}024}{1{,}48 + 0{,}024 - 0{,}5} = 0{,}024;$$

в P_5-приближении

$$h_{кр}^{P_5} - h_{кр} = 0{,}007; \quad Z = \frac{0{,}007}{1{,}48 + 0{,}007 - 0{,}5} = 0{,}007.$$

Итак, мы оценили преуменьшение суммарного потока нейтронов во внутреннем шаре. В P_1, P_3 и P_5-приближениях оно составляет соответственно 14; 2,4; 0,7 % от полного потока. Поскольку точность 2,4 % нас устраивает, постольку в аналогичных случаях следует пользоваться P_3-приближением.

Заметим, что при многогрупповом расчете резко обрываются на границе лишь источники самой верхней группы. Источники нейтронов нижних групп отличны от нуля и в отражателе вследствие неупругого рассеяния нейтронов верхней группы. Ясно, что, применяя формулу (7.7) и к этим случаям, мы получаем верхний предел погрешности, так как при более плавном распределении источников погрешность может только уменьшаться.

В заключение данного параграфа приведем сравнение критических радиусов реакторов без отражателя, полученных P_3-приближении метода сферических гармоник с граничными условиями вида (6.43) и по формуле Романова Ю.А. (5.14).

	h	1,388	1,663	1,980	3,333
1	$R=\frac{\pi}{k}-\frac{0,71}{h}$	2,030	1,369	1,009	0,484
2	R_{P_3}	2,034	1,369	1,007	0,514
3	R_{P_3} с учетом анизотропии	2,042	1,377	1,013	

Сравнивая первую и вторую строки, мы видим, что величины $R=\frac{\pi}{k}-\frac{0,71}{h}$ и R_{P_3} совпадают до столь малого радиуса, как 1,009.

Расхождение 0,2 % может быть вызвано и неточностью вычислений по формуле $R=\frac{\pi}{k}-\frac{0,71}{h}$.

Имея в виду связь между одногрупповой задачей о критическом размере и задачей о распространении нейтронов от заданных источников, мы можем сделать заключение об очень хорошей точности многогруппового расчета в P_3-приближении реактора без отражателя, если его радиус больше одной длины пробега нейтрона.

Обратим теперь внимание на третью строку таблицы. В ней проведены значения критического радиуса, полученные в P_3-приближении с учетом анизотропии упругого рассеяния нейтронов более детальным, чем умножение σ_s на фактор $(1-\overline{\cos\theta})$.

Анизотропия характеризуется параметрами $\alpha_1=1$; $a_2=1{,}222$; $a_3=1{,}400$.

Обсуждение последних результатов проводится в § 8 с точки зрения теории возмущений, причем выясняется причина малого влияния весьма сильной анизотропии.

§ 8. Одногрупповая теория возмущений и оценка влияния анизотропии рассеяния

Теория возмущений для малой мультиплицирующей системы в рамках модели и в предположении изотропного рассеяния развил К. Фукс [1], исходя из интегрального уравнения для плотности нейтронов. Аналогичные результаты нам удалось получить, исходя из кинетического уравнения. При этом была учтена анизотропия рассеяния. До опубликования работы Фукса, в 1948 году Дмитриев Н.А. развил теорию возмущений, исходя из кинетического уравнения. Однако интересующий нас эффект анизотропии рассеяния не был рассмотрен. Займемся получением формул теории возмущений.

В случае одногрупповой модели кинетическое уравнение, описывающее поведение нейтронов в системе, находящейся в стационарном состоянии, имеет вид:

$$-\vec{n}\nabla N(\vec{r},\vec{n}) - N(\vec{r},\vec{n})\frac{1}{\lambda_{afs}(\vec{r})} + \int N(\vec{r},\vec{n}')\beta(\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})d\Omega' = 0\,; \qquad (8.1)$$

$$\beta(\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r}) = \frac{F(\vec{n}\cdot\vec{n}',r)}{\lambda_s(\vec{r})} + \frac{\nu(\vec{r})\nu(\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})}{\lambda_f(\vec{r})}\,; \qquad (8.2)$$

$$\int F(\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})d\Omega = 1;\ \int \nu(\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})d\Omega = 1\,.$$

Изменим теперь параметры $\frac{1}{\lambda_{afs}(\vec{r})}$ и $\beta(\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})$, характеризующие рассматриваемую систему, таким образом, чтобы система осталась стационарной. Уравнение записывается в виде:

$$-\vec{n}\nabla N'(\vec{r},\vec{n}) - N'(\vec{r},\vec{n})\frac{1}{\lambda'_{afs}(\vec{r})} + \int N'(\vec{r},\vec{n}')\beta'(\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})d\Omega' = 0\,. \qquad (8.3)$$

Здесь $\frac{1}{\lambda_{afs}(\vec{r})}$; $\beta'(\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})$ и $N'(\vec{r},\vec{n}')$ – возмущенные параметры и функция распределения.

Проделаем теперь следующие операции. Помножим уравнение (8.3) на $N(\vec{r},-\vec{n})$. В уравнении (8.1) заменим $\vec{n}$ на $-\vec{n}$ * и, умножив его на $N'(\vec{r},\vec{n})$, вычтем из преобразованного указанным образом уравнения (8.1), уравнение (8.3), умноженное на $N(\vec{r},-\vec{n})$. Полученное соотношение проинтегрируем по всем направлениям вектора $\vec{n}$ и по объему всей системы (как по активной зоне, так и по отражателю).

---

* Замена $\vec{n}$ на $-\vec{n}$ и рассмотрение наряду с $N(\vec{r},\vec{n})$ также $N(\vec{r},-\vec{n})$ соответствует введению сопряженного уравнения.

Пользуясь правилом дифференцирования

$$N'(\vec r,\vec n)\nabla N(\vec r,-\vec n)+N(\vec r,-\vec n)\vec n\nabla N'(\vec r,\vec n)=\vec n\nabla\left[N'(\vec r,\vec n)N(\vec r,-\vec n)\right], \quad (8.4_1)$$

соотношением

$$\int d\Omega\int_V \vec n\nabla\left[N'(\vec r,\vec n)N(\vec r,-\vec n)\right]dV=\int d\Omega\int_s N'(\vec r,\vec n)N(\vec r,-\vec n)\vec n d\vec s=0, \quad (8.4_2)$$

имеющим место, если поток извне на поверхность отражателя равен нулю, и равенством

$$\int\int N'(\vec r,\vec n)N(\vec r,\vec n')\beta(-\vec n\cdot\vec n',\vec r)d\Omega d\Omega'=\int\int N'(\vec r,\vec n')N(\vec r,-\vec n)\beta(\vec n\cdot\vec n',\vec r)d\Omega d\Omega'$$

получаем

$$\int dV\left\{\frac{1}{\lambda'_{afs}(r)}-\frac{1}{\lambda_{afs}(r)}\right\}\int N'(\vec r,\vec n)N(\vec r,-\vec n)d\Omega-$$

$$-\int dV\int\int\left\{\beta'(\vec n\cdot\vec n',\vec r)-\beta(\vec n\cdot\vec n',\vec r)\right\}N'(\vec r,\vec n')N(\vec r,-\vec n)d\Omega d\Omega'=0 \quad (8.5)$$

При получении соотношения (8.5) не было сделано каких-либо приближений, и оно является точным. В случае, если мультиплицирующие системы, описываемые уравнениями (8.1) и (8.3), близки по своим свойствам, то можно положить в (8.5)

$$N'(\vec r,\vec n)\approx N(\vec r,\vec n). \quad (8.6)$$

При использовании (8.6) соотношение (8.5) представляет собою первое приближение теории возмущения.

В случае если невозмущенная система обладает сферической симметрией, удобно следующие функции представить в виде рядов по полиномам Лежандра.

$$\begin{aligned}
N(\vec r,\vec n')&=N(\vec r,\mu')=\sum_{l=0}^{\infty}\frac{2l+1}{4\pi}N_l(r)P_0(\mu');\\
N(\vec r,-\vec n)&=N(\vec r,-\mu)=\sum_{l=0}^{\infty}\frac{2l+1}{4\pi}N(r)P_l(\mu)(-1)^l;\\
\beta(\vec n\cdot\vec n',\vec r)&=\beta(\mu_0,\vec r)=\sum_{l=0}^{\infty}\frac{2l+1}{4\pi}\beta_l(r)P_l(\mu_0);\\
\beta'(\vec n\cdot\vec n',\vec r)&=\beta'(\mu_0,\vec r)=\sum_{l=0}^{\infty}\frac{2l+1}{4\pi}\beta'_l(\vec r)P_l(\mu_0).
\end{aligned} \quad (8.7)$$

Если возмущение также сферически симметрично, то $\beta'_l(\vec r)=\beta'(r)$ и

$$N'(\vec r,\vec n)=N'(\vec r,\mu')=\sum_{l=0}^{\infty}\frac{2l+1}{4\pi}N'_l(r)P_l(\mu'). \quad (8.8)$$

Пользуясь соотношениями (8.7) и (8.8), независимостью $N(\vec{r},\vec{n})$ от угла и нормировкой

$$\int P_l(\mu)P_m(\mu)d\Omega = \delta_{lm}\,\frac{4\pi}{2l+1},$$

получаем из (8.5) следующее соотношение

$$\int dV\left\{\frac{1}{\lambda'_{afs}(r)}-\frac{1}{\lambda_{afs}(r)}\right\}\sum_{l=0}^{\infty}\frac{N'_l(r)N_l(r)}{4\pi}(2l+1)(-1)^l -$$

$$-\int dV\sum_{l=0}^{\infty}\left[\beta'_l(r)-\beta_l(r)\right]\cdot\frac{N'_l(r)N_l(r)}{4\pi}(2l+1)(-1)^l = 0. \tag{8.9}$$

Пользуясь обозначением (6.8)

$$a_l(r)=\frac{1}{\lambda_{afs}(r)}-\beta_l(r)=\frac{1}{\lambda_{afs}(r)}-\left[\frac{F_l(r)}{\lambda_s(r)}-\nu(r)\cdot\frac{\nu_l(r)}{\lambda_f(r)}\right], \tag{8.10}$$

перепишем (8.9) в виде:

$$\int dV\left\{\sum_{l=0}^{\infty}\left[\alpha'_l(r)-a_l(r)\right]\cdot\frac{N'_l(r)\cdot N_l(r)}{4\pi}(2l+1)(-1)^l\right\}=0. \tag{8.11}$$

Формулы (8.5), (8.9), (8.11) в предположении (8.6) дают возможность, зная невозмущенную функцию распределения $N_l(r)$ (l=0, 1,...) сопоставить различного рода возмущениям эквивалентное возмущение параметра β_0, обозначаемое $\Delta\beta_0$. При использовании формулы (8.11) надо помнить, что из (8.10) следует

$$\Delta\beta_0 = -\Delta a_0. \tag{8.12}$$

Предположение об изотропии рассеяния лежит в основе всех методов*, с помощью которых были получены известные нам конкретные результаты по расчету быстрых реакторов.

Имеются в виду результаты решения задач на отыскание собственных значений параметра «β». Во-первых, это результаты, полученные численным решением интегрального уравнения Пайерлса, во-вторых, формулы Романова Ю.А. и, в-третьих, результаты численного решения кинетического уравнения методом характеристик**. Поэтому мы рассмотрим подробно вопрос о неточности предположения об изотропии рассеяния. Обратимся к системе уравнений метода сферических гармоник (6.7).

Из определения (6.8) видно, что угловое распределение нейтронов после рассеяния или деления учитываются только в параметрах $a_1;a_2;\ldots,a_n$.

---

* Кроме метода сферических гармоник, использованного в данной работе.

** Последний метод позволяет учитывать анизотропию, но при этом во много раз возрастает его трудоемкость и конкретные результаты, насколько нам известно, получены только для изотропного рассеяния.

В случае асимметричного рассеяния и изотропного деления в соответствии с формулами (6.8), (6.6$_5$) имеем

$$a_1 = \frac{1}{\lambda_{afs}} - \frac{F_1}{\lambda_s}; \qquad F_1 = 2\pi\int_{-1}^{+1} F(\mu)\mu d\mu$$

$$a_2 = \frac{1}{\lambda_{afs}} - \frac{F_2}{\lambda_s}; \quad F_2 = 2\pi\int_{-1}^{+1} F(\mu)P_2(\mu)d\mu \text{ и т. д.}$$

Очевидно, что величины $a_1; a_2; \ldots, a_n$ неодинаковы между собой.

В случае же изотропного рассеяния $F_l = \delta_{0l}$, и все $a_1; a_2; \ldots, a_n$ при $l \neq 0$ равны между собой и равны полному макроскопическому сечению $\sum afs$

$$a_1 = a_2 = \ldots, a_n = \frac{1}{\lambda_{afs}} = \sum afs\,.$$

Очевидно, если мы положим теперь a_l равными не $\frac{1}{\lambda_{afs}}$, а $a_1 = \frac{1}{\lambda_{afs}} - \frac{F_1}{\lambda_s}$, то система уравнений (6.7) будет описывать распространение нейтронов в среде с изотропным рассеянием, сечение которого равно так называемому транспортному сечению $\sum_{str} = \frac{1-F_1}{\lambda_s}$. В этом и состоит приближение, в котором сделаны все упомянутые выше работы.

Изменение в параметре «β» $\Delta\beta = -\Delta a_0$, эквивалентное замене анизотропного рассеяния изотропным с сечением, равным транспортному, находится по формуле (8.11), если в ней положить возмущенные параметры a_l' равными a_1

$$a_1' = a_2' = a_3', \ldots, a_n' = a_1\,.$$

Разрешая (8.11) относительно $\Delta\beta = -\Delta a_0$, получаем:

$$\Delta\beta = -\Delta a_0 = \frac{\int dV \left\{ \sum_{l=2}^{\infty} \left[a_1(r) - a_l(r) \right] (-1)^l (2l+1) N_l'(r) N_l(r) \right\}}{\int N_0'(r) N_0(r) dV} \qquad (8.13)$$

Напомним, что соотношение (8.13) является точным до тех пор, пока мы не положили $N_l' \cong N_l$.

Для численной оценки влияния анизотропии рассмотрим конкретный пример сферического реактора без отражателя, который характеризуется параметрами h=1,663, $\alpha = a_1 = 1$. В таблице, приведенной в § 7, даны критические радиусы такого реактора, полученные по формуле Романова Ю.А. $\alpha R = \frac{\pi}{k} - \frac{0{,}71}{h}$, в P_3-приближении в предположении изотропного рассеяния ($a_1 = a_2 = a_3 = 1$) и, наконец, в P_3-приближении с учетом анизотропии, характеризуемой параметрами

$$a_1 = 1;\ \ a_2 = 1,22;\ \ a_3 = 1,40\,. \tag{8.14}$$

Указанные параметры (8.14) были вычислены нами теоретически для ядра с радиусом $8{,}6\cdot 10^{-13}$см и энергией нейтрона 1,5 МэВ по статистической теории ядерных реакций Фешбаха и Вайскопфа [26].

Заметим, что появившиеся позже проведения всех расчетов экспериментальные данные [9], [10], а также расчеты по новой модели Фешбаха, Портера и Вайскопфа [27] несколько уменьшают разности a_2–a_1 и a_3–a_1, не меняя их порядка.

Приведем для иллюстрации угловые распределения нейтронов с энергией E=1 МэВ на свинце (R=$8{,}6\cdot 10^{-13}$ см).

Функции распределения $N_2(r)$ была вычислена в случае ($a_1 = a_2 = a_3 = 1$), причем входящие в формулу (8.13) параметры, если там положить $N_l' \cong N_l$, равны.

$$\int\limits_0^{R_1} N_0^2(r) r^2 dr = 0,251; \qquad 3\int\limits_0^{R} N_1^2(r) r^2 dr = 0,058$$

$$5\int\limits_0^{R} N_2^2(r) r^2 dr = 0,00685; \qquad 7\int\limits_0^{R} N_3^2(r) r^2 dr = 0,0^4916 \tag{8.15}$$

Подставляя (8.14) в (8.13), получаем

$$\Delta\beta = \Delta h = -0,0059\,, \tag{8.16}$$

что составляет около 0,4 % от величины h.

Интересно отметить, что Δh, найденное с помощью формулы $\alpha R = \dfrac{\pi}{k} - \dfrac{0,71}{h}$ по известному $\Delta R = 1,377 - 1,369 = 0,008$ (таблица в § 7 на странице 68) оказалось равным

$$\Delta h = -0,005 \tag{8.17}$$

Малость поправки на анизотропию обусловлена, как это ясно из (8.13) и (8.15), тем, что в формулы входят интегралы от квадратов величин $N_2(r)$ и $N_3(r)$, малых по сравнению с $N_0(r)$. Ясно, что это обстоятельство не связано с данным частным примером, а является общим для всех реакторов, размеры которых того же порядка или больше размера рассмотренного реактора.

Аналогичные расчеты были проделаны и для реактора с такими же h, но окруженного отражателем. Порядок величины Δh при этом не изменился. Следует еще отметить, что результат расчета Δh не может измениться больше, чем на 30 %, если $N_2(r)$ и $N_3(r)$ найти в более точном приближении и не полагать $N_l' \approx N_1$. Это обстоятельство проверено нами специальным расчетом, проведенным в P_5-приближении.

Имея в виду обсуждающуюся в § 5 и § 7 связь одногрупповой задачи о нахождении параметра h с задачей о распределении нейтронов от заданных источников, можно сделать заключение о хорошей точности предположения об изотропности рассеяния и в случае многогрупповых расчетов.

В заключение следует предостеречь от перенесения указанного результата на случай с сильно анизотропной функцией $N(\vec{r},\vec{n})$, когда $N_l(r)$ одного порядка с $N_0(r)$.

§ 9. Теория возмущений на основе общего критического уравнения. Многогрупповая теория возмущений

Основным стимулом для поисков полученных ниже формул явились результаты Романовича А.С., который в начале 1953 г. развил теорию возмущений применительно к промежуточным реакторам на основе возрастного уравнения и получил изящные формулы для тех случаев, когда переменные невозмущенной задачи не разделяются. Но это сделано в рамках многогрупповой модели и диффузионного приближения.

В данном параграфе теория возмущений развивается, исходя из точного кинетического уравнения (1.1). Для вывода соответствующей формулы используется идея [20] об одновременном рассмотрении с основным уравнением сопряженного уравнения, а также способ, примененный в § 8 при выводе одногрупповой теории возмущений. При этом вывод точной формулы и сама формула оказываются весьма компактными.

Уравнение (1.1), в котором положено $N(\vec{r},E,\vec{n},t)=e^{\omega t}(\vec{r},E,\vec{n})$, запишем в следующем виде:

$$\frac{\omega}{v}N(\vec{r},E,\vec{n})=\vec{n}\nabla N(\vec{r},E,\vec{n})+\frac{N(\vec{r},E,\vec{n})}{\lambda_{aifs}(E,\vec{r})}-\int\frac{N(\vec{r},E,\vec{n})}{\lambda_s(E,\vec{r})}f(E,\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})d\Omega'-$$

$$-\int\limits_0^{E_0}dE'\int N(\vec{r},E',\vec{n}')W(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})d\Omega', \qquad (9.1)$$

где
$$W(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})=\frac{\nu_{E'}(\vec{r})\nu(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})}{\lambda_f(E',\vec{r})}+\frac{S(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})}{\lambda_{in}(E',\vec{r})}$$

и
$$S(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})=\begin{cases}S(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r}) & \text{при}\quad E'>E\\ 0 & \text{при}\quad E'<E\end{cases} \qquad (9.2)$$

Уравнение (9.1) коротко можно записать в виде:

$$\frac{\omega}{v}N(\vec{r},E,\vec{n})=\mathrm{L}\,N(\vec{r},E',\vec{n}'),$$

где L – соответствующий интегро-дифференциальный оператор.

Наряду с уравнением (9.1) запишем следующее уравнение:

$$\frac{\omega^+}{v}N^+(\vec{r},E,-\vec{n}) = -\vec{n}\nabla N^+(\vec{r},E,-\vec{n}) + \frac{N^+(\vec{r},E,-\vec{n})}{\lambda_{aifs}(E,\vec{r})} -$$

$$-\int\frac{N^+(\vec{r},E,-\vec{n})}{\lambda_s(E,\vec{r})}f(E,\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})d\Omega' - \int_0^{E_0}dE'\int N^+(\vec{r},E',-\vec{n}')W(E',E,\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})d\Omega', \quad (9.3)$$

которое записывается в виде:

$$\frac{\omega^+}{v}N^+(\vec{r},E,-\vec{n}) = \mathrm{L}^+\, N^+(\vec{r},E',-\vec{n}'), \quad (9.3_1)$$

де L^+– соответствующий интегро-дифференциальный оператор.

Уравнение (9.3) отличается от уравнения (9.1) лишь тем, что $W(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})$ заменено на $W(E',E,\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})$, а также $\vec{n}$ на $-\vec{n}$. Причем при записи (9.3) учтено, что

$$\int N^+(\vec{r},E,-\vec{n}')f(E,\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})d\Omega' = \int N^+(\vec{r},E,\vec{n})f(E,-\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})d\Omega' \quad (9.3_2)$$

$$\int N^+(\vec{r},E,-\vec{n}')W(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})d\Omega' = \int N^+(\vec{r},E,\vec{n}')\times W(E,E',-\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})d\Omega'$$

В качестве условий, налагаемых на функцию $N^+(\vec{r},E,\vec{n})$, мы берем условия, которым подчиняется функция $N(\vec{r},E,\vec{n})$ (см. соотношения (1.14) – (1.18)).

Запишем еще уравнение с возмущенными параметрами. При этом рассмотрим только такие возмущения, при которых величина ω, характеризующая критичность системы, совпадает с той же величиной в невозмущенном уравнении (9.1)

$$\frac{\omega}{v}N'(\vec{r},E,\vec{n}) = \vec{n}\nabla N'(\vec{r},E,\vec{n}) + \frac{N'(\vec{r},E,\vec{n})}{\lambda_{aifs}(E,\vec{r})} - \int\frac{N'(\vec{r},E,\vec{n}')}{\lambda'_s(E,\vec{r})}f'(E,\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})d\Omega' -$$

$$-\int_0^{E}dE'\int N'(\vec{r},E,\vec{n}')N(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})d\Omega'. \quad (9.4)$$

Умножим уравнение (9.3) на $N'(\vec{r},E,\vec{n})$, а уравнение (9.4) на $N^+(\vec{r},E,-\vec{n})$, вычитая одно из другого, интегрируя полученное соотношение по всему объему системы, по всем энергиям и направлениям скоростей нейтронов, пользуясь соотношениями (8.4), получим искомую формулу в виде:

$$(\omega-\omega^+)\int dV\int_0^E dE\int\frac{N^+(\vec r,E,-\vec n)N'(\vec r,E,\vec n)}{v}d\Omega=$$

$$=\int dV\int_0^{E_0}\left[\frac{1}{\lambda'_{aifs}(E,\vec r)}-\frac{1}{\lambda_{aifs}(E,\vec r)}\right]dE\times N^+(-\vec n)N'(\vec n')d\Omega-$$

$$-\int dV\int_0^E dE\int\int\left[\frac{f'(E,\vec n\cdot\vec n',\vec r)}{\lambda'_s(E,\vec r)}-\frac{f(E,\vec n\cdot\vec n',\vec r)}{\lambda_s(E,\vec r)}\right]\times N^+(\vec r,E,-\vec n)N'(\vec r,E,\vec n')d\Omega d\Omega'-$$

$$-\int dV\int_0^{E_0}dE\int_0^{E_0}dE'\int\int\left[W'(E,E',\vec n\cdot\vec n',\vec r)-W(E',E,\vec n\cdot\vec n',r)\right]\times$$

$$\times N^+(\vec r,E,-\vec n)N'(\vec r,E,\vec n')d\Omega d\Omega'. \qquad (9.5)$$

Полагая справа возмущенные (штрихованные) параметры равными невозмущенным параметрам, получаем:

$$(\omega-\omega^+)\int dV\int_0^{E_0}dE\int\frac{N^+(\vec r,E,-\vec n)N'(\vec r,E,\vec n)}{v}d\Omega=0\,.$$

Поскольку мы требуем положительности $N'(\vec r,E,\vec n)$ (условие (1.18)), то

$$\omega^+=\omega \qquad (9.6)$$

Равенство (9.6) означает, в частности, что, если уравнение (9.1) имеет стационарное решение, то уравнение (9.3) также имеет стационарное решение. Равенство нулю правой части соотношения (9.5) эквивалентно равенству

$$\int\int\int N^+(\vec r,E,-\vec n)\,\mathrm{L}\,N(\vec r,E',\vec n')dEdVd\Omega=$$

$$=\int\int\int N(\vec r,E,\vec n)\,\mathrm{L}^+\,N^+(\vec r,E',-\vec n')dEdVd\Omega. \qquad (9.7)$$

Как известно, равенство (9.7) является определением оператора L^+ и функции $N^+(\vec r,E',-\vec n')$, сопряженных оператору L и функции $N^+(\vec r,E',-\vec n')$.

Соотношение (9.5) с учетом (9.6) является искомой формулой, позволяющей сопоставлять возмущения различных параметров эквивалентному по влиянию на реактивность системы возмущению какого-либо определенного параметра. За такой параметр часто принимают число вторичных нейтронов на деление, которое содержится в $W(E,E',\vec n\cdot\vec n',r)$ (см. (9.2)). Формула (9.5) является точной, ибо при ее выводе не сделано никаких приближений. В случае малых возмущений можно положить $N'(\vec r,E,\vec n)\approx N(\vec r,E,\vec n)$, и тогда для вычисления влияния на реактивность системы изменения любого параметра в любой части реактора надо знать лишь функции распределения $N(\vec r,E,\vec n)$ и $N^+(\vec r,E,\vec n)$ невозмущенной системы.

Вычисление функции $N^+(\vec r,E,\vec n)$ представляет задачу совершенно аналогичную вычислению функции $N(\vec r,E,\vec n)$.

Поскольку в настоящей работе для вычисления функции распределения предполагается многогрупповая модель, то следует записать формулу (9.5) с учетом (9.6) в терминах этой модели

$$\int dV\left\{\sum_{j=1}^{m}\left(\frac{1}{\lambda_{aifs}^{j}{}'(\vec r)}-\frac{1}{\lambda_{aifs}^{j}(\vec r)}\right)\int N^{j\prime}(\vec r,\vec n)N^{j+}(\vec r,-\vec n)d\Omega\right\}-$$
$$-\int dV\left\{\sum_{j=1}^{m}\int\int\left[\frac{F^{j\prime}(\vec n\cdot\vec n',\vec r)}{\lambda_s^j(\vec r)}-\frac{F^{j}(\vec n\cdot\vec n',\vec r)}{\lambda_s^j(\vec r)}\right]N^{j\prime}(\vec r,\vec n')N^{j+}(\vec r,-\vec n)d\Omega d\Omega'\right\}-$$
$$-\int dV\left\{\sum_{j=1}^{m}\sum_{i=1}^{j-1}\int\int\left[\frac{S^{ji\prime}(\vec n\cdot\vec n',\vec r)}{\lambda_{in}^{i}{}'(\vec r)}-\frac{S^{ji}(\vec n\cdot\vec n',\vec r)}{\lambda_{in}^{i}(\vec r)}\right]N^{i\prime}(\vec r,\vec n')N^{j+}(\vec r,-\vec n)d\Omega d\Omega'\right\}-$$
$$-\int dV\left\{\sum_{j=1}^{m}\sum_{i=1}^{m}\left[\int\int\frac{\nu_i'\nu^{ji\prime}(\vec n\cdot\vec n',\vec r)}{\lambda_f^{i}{}'(\vec r)}-\frac{\nu_i\nu^{ji}(\vec n\cdot\vec n',\vec r)}{\lambda_f^{i}(\vec r)}\right]N^{i\prime}(\vec r,\vec n')N^{j+}(\vec r,-\vec n)d\Omega d\Omega'\right\}=0$$
$$(9.8)$$

Величина $\dfrac{F^{j\prime}(\vec n\cdot\vec n',\vec r)}{\lambda_s^j(\vec r)}$ в соотношении (9.8) определена формулой (6.2).

В случае сферически-симметричного реактора функции $N^{i\prime}(\vec r,\vec n)$ и $N^{j+}(\vec r,-\vec n)$ удобно разложить по полиномам Лежандра. Соответствующие преобразования совпадают с преобразованиями, приведенными в § 8, и нет смысла выписывать их еще раз.

В заключение параграфа приближенно получим сопряженную функцию $N^{j\prime}(\vec r,\vec n)$ для однородного сферического реактора без отражателя в предложении со сферической анизотропией испускания нейтронов и о независимости спектра деления от энергии нейтрона, вызывающего это деление. Указанные предположения формируются так

$$F^{j}(\vec n\cdot\vec n',\vec r)=\frac{1}{4\pi};\quad S^{ji}(\vec n\cdot\vec n',\vec r)=\frac{S^{ij}}{4\pi};\quad \nu^{ji}(\vec n\cdot\vec n',\vec r)=\frac{\nu^{i}}{4\pi}.$$

Система интегральных уравнений для функций записывается в виде:

$$N_0{}^{j+}(\vec r)=\int N^{j+}(\vec r,\vec n)d\Omega$$
$$N_0{}^{(j)+}(r)=\int K^{j}(r,r')\left[\frac{N_0{}^{(j)+}(r')}{4\pi\lambda_s^j}+\frac{Q^{j+}(r)}{4\pi}\right]dV'$$
$$Q_r^{j+}=\sum_{i=1}^{m}\frac{N_0^{i+}(\vec r)\nu^{i}\nu_j}{\lambda_f^{j}}+\sum_{i=m}^{j+1}\frac{N_0^{i+}(r)S^{ij}}{\lambda_{in}^{j}},\ \ j=1,2,\cdots,m. \qquad (9.9)$$

Решение системы уравнений (9.9) находится аналогично тому, как находится решение уравнения (4.21) в § 5. Опуская пространственную зависимость $N_0^j(\vec{r})$ и полагая $\sum_{i=1}^{m} N_0^{i+}\nu^i = 1$, записываем последовательно, начиная с нижней группы*, решение в виде:

$$N_0^{(m)+} = a^m \frac{\nu_m}{\lambda_f^m};$$

$$N_0^{(m-1)+} = a^{m-1}\left[\frac{\nu_{m-1}}{\lambda_f^{m-1}} + N_0^{(m)+}\frac{S^{(m,m-1)}}{\lambda_m^{m-1}}\right]; \qquad (9.10)$$

$$\vdots$$

$$N_0^j = a^j\left[\frac{\nu_j}{\lambda_f^j} + \sum_{i=m}^{j+1} N_0^i + \frac{S^{ij}}{\lambda_{in}^j}\right].$$

Условие

$$\sum_{i=1}^{m} N_0^{i+}\nu^i = 1 \qquad (9.11)$$

является условием критичности системы. Оно эквивалентно условию

$$\sum_{i=1}^{m} \frac{N_0^i}{\lambda_f^i}\cdot\nu_i = 1. \qquad (5.21)$$

Эта эквивалентность вытекает из соотношения (9.6), а также может быть проверена непосредственно.

Пространственная зависимость $N_0^{j+}(\vec{r})$, так же как и $N_0^j(\vec{r})$, может быть приближенно описана следующими функциями $N_0^{j+}\dfrac{\sin k_j\alpha_j r}{k_j\alpha_j r}$ и $N_0^j\dfrac{\sin k_j\alpha_j r}{k_j\alpha_j r}$. Для характеристики неточности такого описания приведем процент, на который завышается истинная плотность нейтронов, при расчете по формуле $\dfrac{\sin k\alpha r}{k\alpha r}$ в случае одногруппового реактора с радиусом $-\dfrac{1,28}{\alpha}$.

r	0	0,4	0,8	1,1	1,28
% завышения	0	0,2	2	10	23

* Поскольку в сопряженной задаче член неупругого рассеянии переводит нейтроны из нижних групп в верхние, то и начинать рассмотрение надо с нижней группы

Следующий член разложения функции $N_1^j(r,\mu)$ и $N^{j+}(r,\mu)$ по полиномам Лежандра – $N_1^j(r)$ и $N_1^{j+}(r)$ имеет смысл потока нейтронов через 1 см^2 сферы радиуса «r». Имея это в виду, можно вычислить $N_1(r)$ по известной функции $N_0(r)$ и известным источником $Q(r)$, если использовать соотношение баланса нейтронов

$$4\pi r^2 N_1(r) = 4\pi\int_0^r Q(r)r^2dr - 4\pi\int_0^2\left(\alpha - \frac{1}{\lambda_s'}\right)N_0(r)r^2dr$$

Если считать пространственное распределение всех групп одинаковым, что соответствует расчету по формулам (9.10) и (5.19) со средним «α» (см. конец § 5), то получаются следующие формулы для $N_1^j(r)$ и $N_1^{j+}(r)$.

$$N_1^j(r) = \frac{1}{\alpha k}\left[1-\alpha^j(\alpha-\frac{1}{\lambda_s^j})\right]\left[\nu^j + \sum_{i=1}^{j-1}\frac{N_0^i}{\lambda_{in}^i}S^{ij}\right]\left[\frac{\sin k\alpha r}{(k\alpha r)^2} - \frac{\cos k\alpha r}{k\alpha r}\right]$$

$$(9.12)$$

$$N_1^{(j)^+}(r) = \frac{1}{\alpha k}\left[1-\alpha^j(\alpha-\frac{1}{\lambda_s^j})\right]\left[\frac{\nu_j}{\lambda_f^j} + \sum_{i=m}^{j+1}\frac{N_0^{i+}}{\lambda_m^j}S^{ij}\right]\left[\frac{\sin k\alpha r}{(k\alpha r)^2} - \frac{\cos k\alpha r}{k\alpha r}\right]$$

Интересно отметить, что значение (9.12) потока нейтронов отличается от истинного не так резко, как $N_0(r)$. Так, в указанном выше случае $(R = \dfrac{1}{\alpha}1,28)$ это отличие меньше одного процента.

Следующие коэффициенты разложения функций $N(r,\mu)$ по $N^+(r,\mu)$ по полиномам Лежандра $N_2(r); N_2^+(r); N_3(r); N_3^+(r)$ и т. д. играют заметную роль в теории возмущений только на самом краю активной зоны.

§ 10. Коэффициент воспроизводства и теория процесса воспроизводства

Во введении уже отмечалось, что реактор на быстрых нейтронах является воспроизводящим. Для количественного описания этого существенного свойства быстрого реактора надо рассмотреть числа различных ядерных превращений, вызываемых нейтронами в активной зоне и отражателе.

Пусть функция $N_0(r, E)$ представляет пространственно-энергетическое распределение потока нейтронов в стационарно работающем реакторе. Тогда, например, число делений ядер i-го сорта, происходящих в единицу времени в точке r, равна величине $\int\limits_0^{E_0} N_0(\vec{r},E)n_i(\vec{r})\sigma_f^i(E)dE$. Интегрируя эту величину по объему активной зоны и отражателя, получаем число делений ядер i-го сорта, происходящих в единицу времени во всем реакторе

$$f^i = \int dV \int\limits_0^{E_0} N_0(\vec{r},E)n_i(\vec{r})\sigma_f^i(E)dE\,. \tag{10.1}$$

Аналогично число радиационных захватов нейтронов ядрами i-го сорта вычисляются по формуле

$$a_i = \int dV \int\limits_0^{E_0} N_0(\vec{r},E)n_i(\vec{r})\sigma_a^i(E)dE\,. \tag{10.2}$$

Удобно ввести обозначение

$$af^i = a^i + f^i\,. \tag{10.3}$$

В результате происходящих в реакторе делений на единицу времени испускаются $\sum\limits_i \nu^i f^i$ нейтронов, где ν^i – число вторичных нейтронов на одно деление ядра i-го сорта. За то же самое время поглощается $\sum\limits_i af^i$ нейтронов и «l» нейтронов уходит через отражатель наружу. Поскольку реактор работает стационарно, то

$$\sum_i \nu^i f^i = \sum_i af^i + l\,. \tag{10.4}$$

Ограничимся теперь для определенности рассмотрением реакторов с плутоний-урановой активной зоной, охлаждаемой жидким металлом, и с урановым отражателем. Будем считать, что плутоний-239 загрязнен изотопами: Pu-240, Pu-241, Pu-242, а также, что в реакторе имеются осколки деления. Для обозначения упомянутых веществ индекс «i» (ф-ла (10.4)) заменим следующими цифрами или буквами.

$$\begin{array}{ll} \text{Pu-239} \ - \ i=9 & \text{Pu-240} \ - \ i=0 \\ \text{Pu-241} \ - \ i=1 & \text{Pu-242} \ - \ i=2 \\ \text{U-238} \ - \ i=8 & \end{array} \tag{10.5}$$

Конструктивные материалы и теплоноситель – $i=$к.т

Осколки – $i=$оск

Число атомов плутония, образующихся в единицу времени в реакторе, равное числу нейтронов, захватываемых ураном-238, может быть записано на основании (10.4) и (10.5) в виде:

$$a^8 = \nu^9 f^9 - af^9 + f^8(\nu^8 - 1) + \sum_{i=0,1,2}\left[f^i(\nu^i - 1) - a^i\right] - a^{\text{к.т}} - a^{\text{оск}} - l\,. \quad (10.6)$$

Заметим, что величина $a^{\text{оск}}$ меняется за время кампании от нуля до некоторой конечной величины по мере накопления осколков. Другие величины также могут меняться как вследствие изменения числа ядер, так и вследствие изменения пространственно-энергетического распределения нейтронов, которое может быть обусловлено, например, изменением конфигурации системы, необходимым для компенсации выгорания и зашлаковывания.

Поэтому коэффициент воспроизводства, определенный равенством

$$\beta(t) = \frac{a^8(t)}{af^9(t)}, \quad (10.7)$$

будет меняться со временем. В конце кампании, когда ректор загрязнен осколками, он будет наименьшим; к началу следующей кампании, после химической очистки от осколков, он станет наибольшим. При рассмотрении процесса воспроизводства за времена, большие времени кампании, удобно ввести коэффициент воспроизводства, средний за кампанию

$$\beta_{\text{ср}} = \delta + 1 = \frac{\dfrac{1}{T_{\text{к}}}\displaystyle\int_0^{T_{\text{к}}} a^8(t)dt}{\dfrac{1}{T_{\text{к}}}\displaystyle\int_0^{T_{\text{к}}} af^9(t)dt}, \quad (10.8)$$

где $T_{\text{к}}$ – время кампании.

Введем также усредненные по времени кампании вероятности захвата нейтрона ядром i-го сорта с последующим испусканием γ-квантов – Δ_a^i и с последующим делением – Δ_f^i, а также средние числа всех атомов i-го сорта. Для этого определим «Δ_a^i» равенством.

$$\Delta_a^i(t) = \frac{a_i(t)}{N^i(t)} \quad (10.9)$$

и аналогично

$$\Delta_f^i(t) = \frac{f^i(t)}{N_i(t)},$$

где $N_i(t)$ есть полное число атомов i-го сорта во всем реакторе в момент t.

Преобразуем $\dfrac{1}{T_{\text{к}}}\displaystyle\int_0^{T_{\text{к}}} a^8(t)dt$ с помощью (10.9) и теоремы о среднем

$$\frac{1}{T_{\text{к}}}\int_0^{T_{\text{к}}} a^8(t)dt = \frac{1}{T_{\text{к}}}\int_0^{T_{\text{к}}} \Delta_a^i(t)N_i(t)dt = \Delta_a^i\int_0^{T_{\text{к}}} N_i(t)dt = \Delta_a^i N_i\ . \quad (10.10)$$

В цепочке равенств (10.10) и содержатся определения величин Δ_a^i и N_i средней вероятности захвата ядром «i»-го сорта и среднего числа ядер этого сорта.

Коэффициент воспроизводства $\beta_{\text{ср}}$ запишется через эти величины в виде:

$$\beta_{\text{ср}} = \delta + 1 = \frac{\Delta_a^8 N_8}{\Delta_{cf}^9 N_9} = \nu^9 \frac{\Delta_f^9}{\Delta_{cf}^9} - 1 + \frac{\Delta_f^8 N_8}{\Delta_{cf}^9 N_9}(\nu^8 - 1) +$$

$$+ \frac{1}{\Delta_{cf}^9 N_9} \sum_{i=0,1,2} \left[\Delta_f^i(\nu^i - 1) - \Delta_a^i\right] N_i - \frac{\Delta_a^{\text{к.т}} N_{\text{к.т}}}{\Delta_{cf}^9 N_9} - \frac{\Delta_a^{\text{оск}} N_{\text{оск}}}{\Delta_{cf}^9 N_9} - \frac{l}{\Delta_{cf}^9 N_9}. \quad (10.11)$$

Рассмотрим теперь теорию процесса воспроизводства за времена, большие времени одной кампании. Начальную стадию процесса воспроизводства, когда имеется один или несколько реакторов на обогащенном уране и переход к плутоний-урановым реакторам мы не будем рассматривать, так как эта стадия существенно зависит от конкретных предположений о размере этих реакторов и времени кампании.

Рассмотрим процесс воспроизводства на той стадии, когда имеется довольно много однотипных уран-плутониевых быстрых реакторов и получившийся в результате их работы плутоний идет на постройку новых реакторов. Пусть в момент «t» в рассматриваемом процессе воспроизводства участвуют $M_9(t)$ атомов плутония-239, причем в реакторах находится $M_9^{\text{р}}(t)$ атомов плутония, а в химической и металлургической переработке $M_9^{\text{х.м}}(t)$, так что $M_9(t) = M_9^{\text{р}}(t) + M_9^{\text{х.м}}(t)$ атомов плутония.

Число ядер плутония-239, образующихся в реакторах за единицу времени, равно $\Delta_a^8 M_8^{\text{р}}$, число ядер плутония, выгорающих в реакторах за единицу времени, равно $\Delta_{cf}^9 M_9^{\text{р}}$. Изменение полного числа ядер плутония-239 за единицу времени равно изменению числа ядер плутония-239 в реакторах и записывается в виде:

$$\frac{dM_9}{dt} = \Delta_a^8 M_8^{\text{р}} - \Delta_{af}^9 M_9^{\text{р}}. \quad (10.12)$$

Имея в виду, что $M_i^{\text{р}} = mN_i$, где m есть число реакторов, и используя (10.11), можно переписать (10.12) в виде:

$$\frac{dM_9}{dt} = \delta \Delta_{af}^9 M_9^{\text{р}}. \quad (10.13)$$

Вводя определение

$$t' = t \frac{M_9^{\text{р}}(t)}{M_9(t)} \quad (10.14)$$

и считая $\dfrac{M_9^{\text{р}}(t)}{M_9(t)}$ постоянным, получаем из (10.13)

$$\frac{dM_9(t)}{dt'} = \delta\Delta_{af}^9 M_9(t) \qquad (10.15)$$

Величина «δ», представляющая собой чистый прирост плутония на каждый выгоревший атом плутония, определяется соотношением (10.11) и может быть представлена в виде:

$$\delta = \delta_0 + \frac{1}{\Delta_{cf}^9 M_9}\sum\left[\left(\nu^i - 1\right)\Delta_f^i - \Delta_a^i\right]M_i \qquad (10.16)$$

Будем считать величину δ_0 постоянной*. Это верно, если спектр нейтронов, а также отношение чисел атомов урана-238 и конструкционных материалов к числу атомов плутония-239 в реакторах практически не зависят от загрязнения плутония-239 более тяжелыми изотопами этого элемента, т. е. от отношения $\frac{M_i}{M_9}$.

Используя (10.16), перепишем (10.15) в виде:

$$\frac{dM_9}{dt'} = \delta\Delta_{af}^9 M_9 + \sum_{i=0}^{2}\left[\left(\nu^i - 1\right)\Delta_f^i - \Delta_a^i\right]M_i .$$

Запишем также уравнения для M_i:

$$\frac{dM_0}{dt'} = \Delta_a^9 M_9 - \Delta_{af}^0 M_0 ;$$

$$\frac{dM_1}{dt'} = \Delta_a^0 M_0 - \left(\Delta_{af}^1 - \frac{1}{\tau_1}\right)M_1{}^{**};$$

$$\frac{dM_2}{dt'} = \Delta_a^1 M_1 - \Delta_{af}^2 M_2 . \qquad (10.17)$$

Эта система четырех уравнений полностью определяет четыре M_i, если заданы значения M_i при t=0. Надо отметить, что система (10.17) записана в предположении об одинаковости изотопного состава во всех реакторах, что имело бы место, если бы плутоний, извлеченный из активной зоны, смешивался с плутонием из отражателя. Решение системы (10.17) ищется в виде:

$$M_i = m_i e^{\lambda\Delta_{af}^9 t'} . \qquad (10.18)$$

Подставляя (10.18) в (10.17) и сокращая на $e^{\lambda\Delta_{af}^9 t}$, получаем однородную систему четырех уравнений для m_i

* Отметим, что в (10.11) не учтены потери плутония при химической переработке. Их учет сводится к соответствующему уменьшению величин δ_0.

** Плутоний-241 претерпевает β-распад, превращаясь в америций-241; τ_1=14 лет.

$$\lambda\Delta_{af}^9 m_9 = \delta_0\Delta_{af}^9 m_9 + \sum_{i=0,1,2}\left[\left(\nu^i - 1\right)\Delta_f^i - \Delta_a^i\right]m_i;$$

$$\lambda\Delta_{af}^9 m_0 = \Delta_a^9 m_9 - \Delta_{af}^0 m_0; \quad m_0 = \frac{\Delta_a^9}{\lambda\Delta_{af}^9 + \Delta_{cf}^0} m_9;$$

$$\lambda\Delta_{af}^9 m_1 = \Delta_a^9 m_0 - \left(\Delta_{af}^1 + \frac{1}{\tau_1}\right)m_1; \quad m_1 = \frac{\Delta_a^0}{\lambda\Delta_{af}^9 + \Delta_{af}^1 + \dfrac{1}{\tau_1}} m_0; \tag{10.19}$$

$$\lambda\Delta_{af}^9 m_2 = \Delta_a^1 m_1 - \Delta_{af}^2 m_2; \quad m_2 = \frac{\Delta_a^1}{\lambda\Delta_{af}^9 + \Delta_{af}^2} m_1.$$

Выражая m_0, m_1, m_2 с помощью последних трех уравнений (10.19) через m_9, подставляя полученные выражения в первое уравнение и сокращая на $m_9\Delta_{af}^9$, получаем уравнение для λ:

$$\lambda = \delta_0 + \frac{(\nu^0 - 1)\Delta_a^0}{\Delta_{af}^9}\cdot\frac{\Delta_a^9}{\lambda\Delta_{af}^9 + \Delta_{cf}^0} + \frac{(\nu^1 - 1)\Delta_f^1 - \Delta_a^1}{\Delta_{af}^9}\cdot\frac{\Delta_a^9}{\lambda\Delta_{af}^9 + \Delta_{cf}^0}\cdot\frac{\Delta_a^0}{\lambda\Delta_{af}^9 + \Delta_{af}^1 + \dfrac{1}{\tau_1}} +$$

$$+\frac{(\nu^2 - 1)\Delta_f^2 - \Delta_a^2}{\Delta_{af}^9}\cdot\frac{\Delta_a^9}{\lambda\Delta_{af}^9 + \Delta_{cf}^0}\cdot\frac{\Delta_a^0}{\lambda\Delta_{af}^9 + \Delta_{af}^1 + \dfrac{1}{\tau_1}}\cdot\frac{\Delta_a^1}{\lambda\Delta_{af}^9 + \Delta_{af}^2}. \tag{10.20}$$

Четырем корням уравнения (10.20) соответствует четыре частных решения системы уравнений (10.17). Общее решение уравнений (10.17) записывается как сумма частных решений (10.18), помноженных на произвольные постоянные. Эти произвольные постоянные определяются из начальных условий при $t' = 0$.

Поскольку решение представляется в виде суммы четырех экспонент, то при больших временах t' оно будет определяться экспонентой с наибольшим $\lambda = \lambda_{\max}$. Соответственно этому, концентрации тяжелых изотопов плутония достигнут определенного равновесного значения, определенного формулами (10.19), если в них положить $\lambda=\lambda_{\max}$. При этом $\lambda_{\max}$, определяемое формулой (10.20), совпадает с величиной δ, определяемой формулой (10.16). Иными словами, величина $1+\lambda_{\max}$ является равновесным коэффициентом воспроизводства.

$$1 + \lambda_{\max} = 1 + \delta_{\text{равн}} = \beta_{\text{равн}} \tag{10.21}$$

Разность $\delta_{\text{равн}}$ и δ_0 характеризует влияние на коэффициент воспроизводства загрязнения плутония его более тяжелыми изотопами. Численные оценки показывают, что, по-видимому, это влияние не велико. Отметим, что если некоторую долю плутония-239, получаемого из отражателей, не пускать в дальнейший процесс воспроизводства, то в уравнении (10.17) и далее, надо заменить δ_0 на δ_1, причем $\delta_0 - \delta_1$ характеризует указанную долю плутония. Ясно, что при этом увеличится как равновесная концентрация более тяжелых изотопов (согласно (10.19), так и влияние этих изотопов на $\delta_{\text{равн}}=\lambda_{\max}$ (согласно (10.20).

В заключение параграфа выпишем формулы, характеризующие скорость накопления плутония в процессе воспроизводства, в более конкретном виде.

Предположим для простоты, что и в начале процесса воспроизводства изотопный состав плутония совпадает с равновесным. В этом предположении накопление Pu-239 подчиняется простому экспоненциальному закону

$$M_9(t) = M_9(0)e^{\lambda_{\max}\Delta^0_{af}t},$$

где $M_9(0)$ – количество плутония-239 в начале процесса. Имея в виду определения (10.14) и (10.21), представляем $M_9(t)$ в виде:

$$M_9(t) = M_9(0)e^{\delta_{\text{равн}}\Delta^9_{af}\frac{M_9^{\text{р}}}{M_9^{\text{р}} - M_9^{\text{х.м}}}t}. \qquad (10.22)$$

Если время t выражать в годах, а мощность P, отнесенную на 1 кг плутония-239, находящегося в активной зоне и экране, усредненную по времени кампании, выражать в киловаттах, то легко получить, что

$$\Delta^9_{af} = 3{,}78 \cdot 10^{-4}\frac{\overline{af}^9}{\overline{f}^9 + \overline{f}^8 + \sum\limits_{i=0,1,2} f_i} P_{\frac{\text{кВт}}{\text{кг Pu}}} \qquad (10.23)$$

Из формул (10.22) и (10.23) ясно, что чем больше коэффициент воспроизводства, чем больше мощность, снимаемая с 1 кг плутония, и чем быстрее химическая и металлургическая переработка $\left(\dfrac{M_9^{\text{р}}}{M_9^{\text{р}} + M_9^{\text{х.м}}} = \dfrac{T_{\text{к}}}{T_{\text{к}} + T_{\text{х.м}}}\right)$, тем быстрее накопляется плутоний

Для иллюстрации сделаем расчет скорости накопления плутония, предположив

$$\delta_{\text{равн}} = 0{,}5; \quad P_{\frac{\text{кВт}}{\text{кг}}} = 1400; \quad \frac{M_9^{\text{р}}}{M_9^{\text{р}} + M_9^{\text{х.м}}} = 0{,}75.$$

Тогда
$$M_9(t) = M_9(0)e^{0{,}2t}.$$

Подставляя в (10.24) $t = 15$ лет и $t = 20$ лет, получаем

$$\frac{M_9(15)}{M_9(0)} = 20, \quad \frac{M_9(30)}{M_9(0)} = 400.$$

Эти цифры указывают на возможность быстрого накопления плутония и соответственного увеличения мощностей ядерных электростанций в рассматриваемом процессе воспроизводства, в котором потребляется только уран-238.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подводя итоги всему сказанному выше, кратко можно следующим образом описать полученные в данной работе результаты.

Разработан метод расчета пространственно-энергетического распределения нейтронов, критического размера и коэффициента воспроизводства быстрого реактора. Этот метод основан на многогрупповой модели и идее последовательных приближений, с помощью которой решение многогрупповой задачи сводится к решению одногрупповых задач о распространении нейтронов от заданных источников. Одногрупповая же задача решена в P_n-приближении метода сферических гармоник для сферически симметричной, кусочно-однородной среды в общем случае анизотропных источников. Причем погрешность, связанная с применением P_1, P_3, P_5-приближений для решения указанной задачи, оценена и оказалась настолько малой, что одного из этих приближений достаточно почти в любом из интересующих нас случаев.

В описанном методе расчета учитываются все существенные физические эффекты. Учет спектра нейтронов деления и потерь при неупругом рассеянии обеспечиваются применением многогрупповой модели. Учет анизотропии упругого рассеяния, так же как и возможной анизотропии неупругого рассеяния и деления, обеспечивается применением упомянутого решения, полученного методом сферических гармоник.

Кроме общего метода расчета, разработаны значительно более простые методы, пригодные для некоторых частных случаев.

Так, для многогруппового расчета быстрого реактора без отражателя получены простые формулы, как в диффузионном приближении, так и в приближении Ю.А. Романова, справедливом и для малых реакторов при условии анизотропии испускания нейтронов при рассеянии и делении.

Получено также простое решение задачи о суммарном спектре нейтронов в однородной среде, если поток нейтронов через границу среды считать заданным. Причем это решение является более точным, чем решение в рамках многогрупповой модели. Оно дает спектр в виде функции $N(E)$, а не в виде дискретных линий.

С помощью одногрупповой теории возмущений показано, что замена реального анизотропного рассеяния на изотропное с сечением, равным транспортному, вносит в расчет быстрых реакторов любых размеров очень малую погрешность.

Развита теория возмущений на основе кинетического уравнения в самой общей записи. Полученная формула позволяет определять влияние на реактивность реактора малого изменения любого параметра в любой точке активной зоны или отражателя, если известна функция распределения $N(\vec{r}, E, \vec{n})$ и сопряженная функция $N^{+}(\vec{r}, E, -\vec{n})$.

Рассмотрен вопрос о перспективах процесса воспроизводства. На основе полученных формул обсуждены факторы, влияющие на скорость процесса воспроизводства.

Полученные в данной работе результаты позволили производить расчеты реакторов на быстрых нейтронах.

В заключение хочу выразить глубокую благодарность проф. Д.И. Блохинцеву и проф. А.И. Лейпунскому, которые предложили тему настоящей работы и стимулировали ее выполнение постоянным интересом и ценными советами.

Сердечно благодарю проф. А.С. Давыдова и проф. Е.С. Кузнецова, ознакомившихся с работой в рукописи и сделавших ряд ценных критических замечаний, а также товарищей по работе, особенно А.С. Романовича и И.И. Бондаренко, за частые обсуждения данной темы, всегда приносившие автору большую пользу.

Благодарю также кандидата физ.-мат. наук П.Э. Немировского за очень полезные беседы, имевшие место на первых стадиях выполнения работы.

Непосредственную помощь в работе оказали В.Е. Романов, В.С. Барашенков, В.И. Морозов и в численных расчетах – Е.И. Погудалина, В.С. Гудкова, Э.С. Максимова, за что автор приносит им глубокую благодарность

Список использованной литературы

1 Fuchs K. Proc. Phys. Soc. A. 62701. 1949
2 Кузнецов Е.С. Известия Академии Наук СССР, серия геофизическая, №3, 69, 1951
3 Thompson. Journ. Appl. Phys. v.22, № 10, 1951
4 Marshak R. Phys. Rev. 71, 443, 1953
5 Marshak R., Brooks H., Hurwiz Nucleonics, may 1949
6 Wang M.C. and Geth E. Phys. Rev. 84, №6, 1951
7 Peierls R. Proc. Phil. Soc 35, 610, 1936
8 Ахиезер А., Померанчук И. - «Некоторые вопросы теории ядра», 1950
9 Walt M. and Barshall H. - Phys. Rev. 93. 1062. 1954
10 Whiteheaud W., Snowaon S. Phys. Rev. 92, 114, 1953
11 Hauser W., Feshbach H. Phys. Rev. 87, 266, 1952
12 Dickinson W., Bolley J. - Phys. Rev. 90, 368A, 1953
13 Fraser J. - Phys. Rev. 85, 726, 1952
14 Hill D. and Whecler Phys. Rev. 63, 1102, 1953
15 Bette - «Физика ядра», ч. 2, 1948
16 Feld B. - Phys. Rev. 75, 115, 1949
17 Кондратьев В.И. УФН, т.XXXYIII , вып. 2, 1949
18 Scharff-Goldgaleer G. - Phys. Rev. 90, 587, 1953
19 Марчук Г.И. - «Приближённый метод расчёта промежуточных и тепловых реакторов», ч.1, 1954 г.
20 Глестон С., Эдлунд М. «Основы теории ядерных реакторов» 1954 г.
21 Woodcock E. Roa. Phys. Soc. A 66, 705, 1953
22 Чандрасекар С. «Перенос лучистой энергии» 1953 г.
23 Kourganoff "Basic Methods in Transfer Theory".
24 Грей и Мэтьюз «Функции Бесселя и их приложения в физике и механике» 1949
25 Степанов В.В. «Дифференциальные уравнения» 1950 г.
26 Feshbach H., Weisskopf Phys. Rev. 76, 1550, 1949
27 Feshbach, Porter, Weisskopf Phys. Rev. 90, 166, 1953
28 Tous L. Journ. of Appl. Phys. 23, 1035, 1952
29 Михлин С.Г. - «Интегральные уравнения» 1947 г.

УРАВНЕНИЕ ДЛЯ ЦЕННОСТИ НЕЙТРОНОВ, КИНЕТИКА РЕАКТОРА И ТЕОРИЯ ВОЗМУЩЕНИЙ*

§ 1. Уравнение для потока нейтронов в реакторе и определение эффективного коэффициента размножения

Прежде чем вводить понятие ценности нейтрона в реакторе и получать интегро-дифференциальное уравнение для этой величины, запишем уравнение для потока нейтронов.

Поток нейтронов, энергии которых лежат в единичном интервале около энергии E и скорости которых направлены вдоль вектора $\vec{n}(|\vec{n}| = 1)$ внутри единичного телесного угла, зависит от точки $\vec{r}$ и момента времени t и описывается функцией $F(\vec{r}, E, \vec{n}, t)$. Функция $F(\vec{r}, E, \vec{n}, t)$ дает число указанных нейтронов, пересекающих за одну секунду площадку в 1 см^2, нормальную вектору $\vec{n}$.

Разделив поток на абсолютную величину скорости v, очевидно, получаем число нейтронов с энергией E и направлением скорости $\vec{n}$, находящихся в 1 см^3 около точки $\vec{r}$ в момент t:

$$\frac{F(\vec{r}, E, \vec{n}, t)}{v} = N(\vec{r}, E, \vec{n}, t).$$

Для краткости будем говорить, что величина $N(\vec{r}, E, \vec{n}, t)$ есть число нейтронов пучка $(E, \vec{n})$ в точке $\vec{r}$ в момент t. Записывая баланс нейтронов пучка $(E, \vec{n})$ в точке $\vec{r}$ в момент t, получаем следующее интегро-дифференциальное уравнение**:

$$\frac{1}{v}\frac{\partial F(\vec{r}, E, \vec{n}, t)}{\partial t} = -\frac{\partial F(\vec{r}, E, \vec{n}, t)}{\partial s} - \frac{F(\vec{r}, E, \vec{n}, t)}{l_{aifs}(\vec{r}, E)} + \int_0^{E_0} dE' \int \frac{F(\vec{r}, E', \vec{n}', t)}{l_f(\vec{r}, E')} \nu_{E'}(\vec{r}) \times$$
$$\times \chi(E, E', \vec{n}\cdot\vec{n}', \vec{r}) d\Omega' + \sum_i \frac{\lambda_i}{4\pi} \delta(E - E_i) \int_{-\infty}^{t} dt' e^{-\lambda_i (t-t')} \times$$
$$\times \int_0^{E_0} \int \frac{F(\vec{r}, E', \vec{n}, t')}{l_f(\vec{r}, E')} b_i(E', \vec{r}) dE' d\Omega' + \int_0^{E_0} dE' \int w(E, E', \vec{n}\cdot\vec{n}', \vec{r}) \times$$
$$\times F(\vec{r}, E', \vec{n}', t) d\Omega' + q(\vec{r}, E, \vec{n}, t). \qquad (1)$$

Стоящая в левой части уравнения величина $\frac{\partial}{\partial t}\frac{F(\vec{r}, E, \vec{n}, t)}{v}$ является, по определению производной, увеличением числа нейтронов пучка $(E, \vec{n})$ в точке $\vec{r}$ в момент t за одну секунду.

В правой части записаны увеличения в алгебраическом смысле числа нейтронов того же пучка за счет каждого из рассматриваемых физических процессов, в сумме дающие полное увеличение этого числа за одну секунду.

---

* Доклад на I Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1955 г.

** Ср., например, [1, 2].

Первый член $\left(-\dfrac{\partial F}{\partial s}\right)$ равен разности чисел нейтронов $(E,\vec{n})$, входящих в рассматриваемый кубический сантиметр и выходящих из него за одну секунду.

Второй член равен числу нейтронов, выводимых из пучка $(E,\vec{n})$ в 1 см^3 в одну секунду в результате радиационного захвата (индекс a) неупругого рассеяния (i), деления (f), упругого рассеяния (s).

Величина $\dfrac{1}{l_{aifs}(\vec{r},E)}$ равна полному макроскопическому сечению всех указанных процессов, $l_{aifs}(\vec{r},E)$ – средняя длина свободного пробега.

Третий и четвертый члены равны соответственно числу мгновенных и запаздывающих нейтронов деления, испускающихся за одну секунду в рассматриваемом кубическом сантиметре и принадлежащих пучку $(E,\vec{n})$. На каждое деление, вызываемое нейтроном пучка $(E',\vec{n}')$, испускается $\nu_{E'}(\vec{r})$ мгновенных нейтронов деления и $b_i(E',\vec{r})$ осколков деления – носителей запаздывающих нейтронов i-й группы, которые распадаются с вероятностью λ_i с$^{-1}$ и испускают при этом моноэнергетические нейтроны энергии E_i. Если t' есть момент образования такого осколка, то в момент времени t за одну секунду будет происходить $\lambda_i e^{-\lambda_i(t-t')}$ распадов.

Распределение мгновенных нейтронов деления и запаздывающих нейтронов i-й группы по энергиям и углам описывается соответственно функцией $\chi(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})$ и функцией $\dfrac{\delta(E-E_i)}{4\pi}$. Эти функции нормированы так:

$$\int_0^{E_0}\int \chi(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})dEd\Omega = 1;$$

$$\int_0^{E_0}\int \frac{\delta(E-E_i)}{4\pi}dEd\Omega = 1. \tag{2}$$

Верхним пределом во всех интегралах по энергии является верхняя граница спектра нейтронов E_0. $\sum\limits_i$ обозначает суммирование по всем группам запаздывающих нейтронов.

Пятый член правой части равен числу нейтронов, попадающих в рассматриваемый пучок $(E,\vec{n})$ из пучков $(E',\vec{n}')$ в результате упругого и неупругого рассеяния, причем величина $w(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})$ определяет соответствующую вероятность перехода

$$w(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r}) = \frac{S(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})}{l_i(\vec{r},E')} + \sum_n \frac{f_n(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})}{l_s^n(\vec{r},E')}. \tag{3}$$

Более детального определения этих функций в настоящей работе не требуется.

Последний член $q(\vec{r},E,\vec{n},t)$ равен числу нейтронов, попадающих в пучок $(E,\vec{n})$ в точке $\vec{r}$ в момент t из помещённых в данной точке реактора внешних, не связанных с цепной реакцией источников нейтронов. Такими источниками могут быть спонтанные деления, космический фон, специально внесенные в реактор фото-нейтронные источники и т. д.

Поток нейтронов $F(\vec{r},E,\vec{n},t)$ однозначно определяется уравнением (1) и рядом дополнительных условий, изложенных ниже.

Обычно можно считать, что реактор ограничен выпуклой поверхностью и окружен пустотой. В этом случае в каждой точке границы $\vec{r}_{\text{гр}}$ для всех $\vec{n}$, направленных из пустоты в реактор, надо положить

$$F(\vec{r}_{\text{гр}},E,\vec{n}_{\text{внутр}},t)=0, \tag{4}$$

если из пустоты нет потока нейтронов.

Описывающая поток нейтронов функция должна быть непрерывной, положительной и ограниченной* во всем объеме реактора,

$$F(\vec{r},E,\vec{n},t) \text{ непрерывна}, \tag{5}$$

$$0 \le F(\vec{r},E,\vec{n},t) < \infty. \tag{6}$$

В случае нестационарной задачи необходимо задать поток нейтронов $F(\vec{r},E,\vec{n},0)$ в начальный момент времени, а также количество носителей запаздывающих нейтронов, имеющихся в реакторе к моменту t=0.

При рассмотрении самоподдерживающейся цепной реакции надо положить

$$q(\vec{r},E,\vec{n},t)=0. \tag{7}$$

Если фиксированы конфигурация и состав реактора, то все величины, кроме потока нейтронов, входящие в уравнение (1), называемые в дальнейшем параметрами реактора, не зависят от времени. Поток нейтронов $F(\vec{r},E,\vec{n},t)$ оказывается стационарным лишь при некоторых значениях параметров реактора, называемых критическими. В общем случае поток нейтронов в реакторе либо возрастает, либо уменьшается. В этих случаях реактор называется соответственно над- или подкритическим. Однако при любых значениях параметров реактора можно подобрать такое число $k_{\text{эф}}$, что при делении третьего и четвертого членов правой части на это число уравнение (1) будет иметь стационарное решение.

Уравнение (1) при этом записывается так:

$$0=-\frac{dF(\vec{r},E,\vec{n})}{ds}-\frac{F(\vec{r},E,\vec{n})}{l_{aifs}(\vec{r},E)}+\frac{1}{k_{\text{эф}}}\int_0^{E_0}dE'\int\frac{F(\vec{r},E',\vec{n}')}{l_f(\vec{r},E')}\times$$
$$\times\left[\nu_{E'}(\vec{r})\chi(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})+\sum_i b_i(\vec{r},E')\frac{\delta(E-E_i)}{4\pi}\right]d\Omega'+$$
$$+\int_0^{E_0}dE'\int w(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})F(\vec{r},E',\vec{n}')d\Omega'. \tag{8}$$

---

* Ограниченность не имеет места лишь при наличии точечных источников конечной силы.

На функцию $F(\vec{r}, E, \vec{n})$ налагаются те же условия (4), (5), (6). Очевидно, что введение $k_{эф}$ равносильно изменению числа вторичных нейтронов на одно деление.

Чтобы глубже понять физический смысл величины $k_{эф}$, введенной формально, надо мысленно расчленить непрерывный процесс цепной реакции на отдельные нейтронные циклы, начинающиеся с испускания нейтронов деления и заканчивающиеся исчезновением всех нейтронов из-за поглощения и выхода наружу. При поглощениях часть нейтронов вызывает деления, в результате которых испускаются нейтроны, дающие начало следующему циклу.

Покажем, что величина $k_{эф}$ равна отношению числа нейтронов деления, испущенных в последующем цикле, к соответствующему числу в предыдущем цикле, т. е. что $k_{эф}$ является эффективным коэффициентом размножения нейтронов в реакторе.

Сначала введем краткое обозначение для числа нейтронов деления, испускающихся в точке $\vec{r}$ реактора за одну секунду и попадающих в пучок $(E, \vec{n})$:

$$Q(\vec{r}, E, \vec{n}) = \int_0^{E_0} \int \left[\nu_{E'}(\vec{r}) \chi(E, E', \vec{n} \cdot \vec{n}', \vec{r}) + \sum_i b_i(E', \vec{r}) \frac{\delta(E - E_i)}{4\pi} \right] \times$$
$$\times \frac{F(\vec{r}', E', \vec{n}')}{l_f(\vec{r}, E')} dE' d\Omega'. \qquad (9)$$

Теперь будем действовать в соответствии с определением нейтронного цикла. Впустим в реактор нулевой мощности единовременно, при $t = 0$, $\dfrac{Q(\vec{r}, E, \vec{n})}{k_{эф}}$ нейтронов. Поток нейтронов $f(\vec{r}, E, \vec{n}, t)$, происшедших непосредственно от нейтронов указанного источника, очевидно, подчиняется нестационарному уравнению

$$\frac{1}{v} \frac{\partial f(\vec{r}, E, \vec{n}, t)}{\partial t} = -\frac{\partial f(\vec{r}, E, \vec{n}, t)}{\partial s} - \frac{f(\vec{r}, E, \vec{n}, t)}{l_{aifs}(\vec{r}, E)} +$$
$$+ \int_0^{E_0} dE' \int w(E, E', \vec{n} \cdot \vec{n}', \vec{r}) \cdot f(\vec{r}, E', \vec{n}', t) d\Omega', \qquad (10)$$

имеющему место при $t > 0$, и начальному условию $f(\vec{r}, E, \vec{n}, 0) = \dfrac{vQ(\vec{r}, E, \vec{n})}{k_{эф}}$.

Интегрируя это уравнение по времени от нуля до бесконечности, учитывая начальное условие и уменьшение потока нейтронов $f(\vec{r}, E, \vec{n}, t)$ до нуля при $t \to \infty$, получаем для интегрального потока $F(\vec{r}, E, \vec{n}) = \int_0^{\infty} f(\vec{r}, E, \vec{n}, t) dt$ уравнение

$$0 = -\frac{dF(\vec{r},E,\vec{n})}{ds} - \frac{F(\vec{r},E,\vec{n})}{l_{aifs}(\vec{r},E)} +$$

$$+\int_0^{E_0} dE' \int w(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})F(\vec{r},E',\vec{n}')d\Omega' + \frac{Q(\vec{r},E,\vec{n})}{k_{\text{эф}}}, \qquad (11)$$

совпадающее с уравнением (8), если учесть (9). Отсюда следует, что число нейтронов, испущенных под действием суммарного потока $F(\vec{r},E,\vec{n})$, равно $Q(\vec{r},E,\vec{n})$.

Таким образом, показано, что отношение числа нейтронов в последующем цикле к числу нейтронов в предыдущем равно $k_{\text{эф}}$.

§ 2. Уравнение для ценности нейтронов в реакторе

Наряду с распределением нейтронов по пространству, энергиям и направлениям скоростей можно ввести понятие ценности нейтронов и сформулировать для него интегро-дифференциальное уравнение, которое оказывается сопряженным уравнению (8) для потока нейтронов*.

Рассмотрим стационарный реактор, поток нейтронов в котором описывается уравнением (8). Стационарность этого реактора обеспечивается уменьшением числа вторичных нейтронов на деление в $k_{\text{эф}}$ раз.

Пусть сначала в этом реакторе нет нейтронов, т. е. его мощность равна нулю. Если в некоторую точку $\vec{r}$ мы впустим N нейтронов** энергии E и направления $\vec{n}$, то через некоторое, достаточно продолжительное время, нейтроны в реакторе распределятся по собственной функции и установится вполне определенный уровень мощности. Этот уровень, очевидно, зависит от точки $\vec{r}$, энергии E, направления $\vec{n}$ и пропорционален числу впущенных нейтронов N.

Ценностью одного нейтрона $F^+(\vec{r},E,\vec{n})$ будем называть величину, пропорциональную указанному уровню мощности, отнесенному на один нейтрон:

$$F^+(\vec{r},E,\vec{n}) =$$

$$= A\,\frac{\text{уровень мощности при } t\to\infty\text{, если в точку } \vec{r} \text{ впущено } N \text{ нейтронов } (E,\vec{n})}{N}. \qquad (12)$$

* Использование сопряженного уравнения при формулировке вариационного принципа для кинетических уравнений предложено Д.И. Блохинцевым (1951 г.). Для случая многогрупповой модели в диффузионном приближении в обзоре А. Вейнберга [3] введен сопряженный оператор и показано, что сопряженная функция имеет смысл ценности нейтрона (см. также [4]).

В начале 1953 г. математическое выражение для ценности нейтронов в возрастном приближении для промежуточного реактора без отражателя было записано А.С. Романовичем. Сопряженное уравнение в возрастном приближении используется в статье Эрлиха и Гурвица [5]. Физический смысл нестационарного сопряженного уравнения выяснен Б.Б. Кадомцевым (1955 г.).

** Необходимо рассматривать столь большие числа N, при которых можно пренебречь флуктуациями и считать, что нейтроны распределяются согласно соответствующим вероятностям распределения.

Ценность нейтрона определена с точностью до постоянного множителя A, который следует выбирать из соображений удобства в каждом конкретном случае.

Из определения ценности следует, что общая ценность нейтронов, происшедших от первоначальных нейтронов, равна суммарной ценности первоначальных. Иначе и не может быть, так как первоначальные нейтроны внесут некоторый вклад в цепную реакцию лишь постольку, поскольку такой вклад внесут нейтроны, происшедшие от первоначальных нейтронов.

Применяя это соображение сохранения ценности к рассмотрению физических процессов, происходящих с нейтронами пучка $(E,\vec{n})$ в точке $\vec{r}$ на пути ds, получим интегро-дифференциальное уравнение для ценности.

Итак, пусть в точке $\vec{r}_s$ по направлению $\vec{n}$ впущено N нейтронов энергии E, причем ценность каждого нейтрона есть $F^+(\vec{r}_s,E,\vec{n})$. Из этих нейтронов до точки $\vec{r}_{s+ds}$ дойдет, очевидно, $N\left(1-\dfrac{ds}{l_{aifs}(\vec{r},E)}\right)$ нейтронов, причем ценность каждого из них по определению равна $F^+(\vec{r}_{s+ds},E,\vec{n})$. Из $N\dfrac{ds}{l_{aifs}(\vec{r},E)}$ претерпевших соударения нейтронов в пучок $(E',\vec{n}')$ попадает $NdsW(E',E,\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})$ нейтронов, если $W(E',E,\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})$ является вероятностью нейтрону пучка $(E,\vec{n})$ попасть в пучок $(E',\vec{n}')$ при прохождении пути единичной длины около точки $\vec{r}$. Эта вероятность, как следует из пояснений в § 1, записывается в следующем виде:

$$W(E',E,\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r}) = w(E',E,\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r}) +$$
$$+\frac{1}{k_{\text{эф}}}\cdot\frac{1}{l_f(\vec{r},E)}\left[\nu_E(\vec{r})\chi(E',E,\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r}) + \sum_i \frac{\delta(E'-E_i)}{4\pi}b_i(E,\vec{r})\right]. \qquad (13)$$

Ценность каждого из нейтронов пучка $(E',\vec{n}')$ по определению есть $F^+(\vec{r}_{s+\varepsilon ds},E',\vec{n}')(0\le\varepsilon\le 1)$. Имея в виду, что суммарная ценность первоначальных нейтронов $N\cdot F^+(\vec{r}_s,E,\vec{n})$ равна суммарной ценности всех нейтронов, происшедших от первоначальных, записываем

$$N\cdot F^+(\vec{r}_s,E,\vec{n}) = N\left(1-\frac{ds}{l_{aifs}(\vec{r},E)}\right)F^+(\vec{r}_{s+ds},E,\vec{n}) +$$
$$+Nds\int_0^{E_0}\int W(E',E,\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})F^+(\vec{r}_{s+\varepsilon ds},E',\vec{n}')dE'd\Omega'. \qquad (14)$$

Перенося $N \cdot F^{+}(\vec{r}_s, E, \vec{n})$ в правую часть, деля обе части равенства на Nds, устремляя ds к нулю и пользуясь соотношением (13), получаем искомое интегро-дифференциальное уравнение для ценности нейтронов:

$$0 = \frac{dF^{+}(\vec{r},E,\vec{n})}{ds} - \frac{F^{+}(\vec{r},E,\vec{n})}{l_{aifs}(\vec{r},E)} + \int_0^{E_0}\int w(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})F^{+}(\vec{r},E',\vec{n}')dE'd\Omega' +$$

$$+\frac{1}{k_{\text{эф}}}\cdot\frac{1}{l_f(\vec{r},E)}\int_0^{E_0}\int\left[\chi(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})\nu_E(\vec{r}) + \sum_i \frac{\delta(E'-E_i)}{4\pi}b_i(E,\vec{r})\right]\times$$

$$\times F^{+}(\vec{r},E',\vec{n}')dE'd\Omega'. \qquad (15)$$

Это уравнение отличается от уравнения для потока нейтронов знаком перед производной по направлению $\vec{n}$ и перестановкой E и E' в $W(E',E,\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})$ [ср. (15), (14), (13) с (8)]. А это означает, что уравнение (15) является сопряженным уравнению (8). Следует подчеркнуть, что проделанный вывод уравнения (15) придает каждому его члену ясный физический смысл.

Запишем теперь граничные условия, налагаемые на $F^{+}(\vec{r},E,\vec{n})$. Если нейтрон находится на внешней границе системы и его скорость направлена наружу, то он не может дать вклада в цепную реакцию и, следовательно, его ценность равна нулю. Отсюда следует условие на внешней границе:

$$F^{+}(\vec{r}_{\text{гр}}, E, \vec{n}_{\text{внеш}}) = 0. \qquad (16)$$

Очевидны также условия непрерывности на любой границе раздела:

$$F^{+}(\vec{r},E,\vec{n}) \text{ непрерывна} \qquad (17)$$

и условия ограниченности и положительности:

$$0 \le F^{+}(\vec{r},E,\vec{n}) < \infty. \qquad (18)$$

Уравнение (15) вместе с условиями (16), (17), (18) однозначно (с точностью до мультипликативной постоянной) определяет функцию ценности нейтронов $F^{+}(\vec{r},E,\vec{n})$*.

§ 3. Вывод уравнения кинетики котла и формулы теории возмущений

Имея уравнение (1) для потока нейтронов в нестационарном реакторе и уравнение для ценности нейтронов (15), легко вывести уравнение кинетики котла. В уравнении для потока нейтронов (1) величины, характеризующие состав и конфигурацию реактора, вообще говоря, зависят от времени t. Уравнение для ценности должно быть записано с теми же самыми значениями этих величин для каждого t. При этом $k_{\text{эф}}$, входящее в послед-

* Указанные уравнения и условия записаны в диссертации Л.Н. Усачёва (1954 г.).

нее уравнение, и функция $F^+(\vec{r},E,\vec{n})$ оказываются зависящими от t как от параметра.

Для вывода уравнения кинетики котла уравнение (1) множится на $F^+(\vec{r},E,\vec{n},t)$, уравнение (15) – на $F(\vec{r},E,\vec{n},t)$, полученные соотношения вычитаются одно из другого и интегрируются по всему объёму реактора вместе с отражателем, по всем энергиям и направлениям скоростей нейтронов. При этом сокращаются члены, учитывающие перенос, поглощение и замедление нейтронов вследствие сопряженности этих членов в уравнениях (1) и (15), а также граничных условий (4) и (16). Получается следующее точное соотношение:

$$\int dV \int d\Omega \int_0^{E_0} dE \frac{F^+(\vec{r},E,\vec{n},t)}{v} \frac{\partial F(\vec{r},E,\vec{n},t)}{\partial t} =$$

$$= \left(1 - \frac{1}{k_{\text{эф}}(t)}\right) \int dV \int \int_0^{E_0} d\Omega dE F^+(\vec{r},E,\vec{n},t) \int_0^{E_0} \int \frac{F(\vec{r},E',\vec{n},t)}{l_f(\vec{r},E',t)} \times$$

$$\times \left[\nu_{E'}(\vec{r}) \chi(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',t) + \sum_i b_i(\vec{r},E',t) \frac{\delta(E-E_i)}{4\pi} \right] dE' d\Omega' -$$

$$- \sum_i \int dV \int F^+(\vec{r},E_i,\vec{n},t)\, d\Omega \int_0^{E_0} \int \frac{F(\vec{r},E',\vec{n}',t)}{l_f(\vec{r},E',t)} \frac{b_i(E',\vec{r},t)}{4\pi} dE' d\Omega' +$$

$$+ \sum_i \int dV \int F^+(\vec{r},E_i,\vec{n},t)\, d\Omega \times \int_0^{E_0} \int dE' d\Omega' \int_{-\infty}^{t} \frac{F(\vec{r},E',\vec{n}',t')}{l_f(\vec{r},E',t')} \times$$

$$\times \frac{b_i(E',\vec{r},t')}{4\pi} \cdot \lambda_i e^{-\lambda_i (t-t')} dt' + \int_0^{E_0} \int \int q(\vec{r},E,\vec{n},t) F^+(\vec{r},E,\vec{n},t) dE d\Omega dV . \qquad (19)$$

Если мы интересуемся разгоном или затуханием реактора как целого, а не перераспределением нейтронной плотности по реактору, то приближенно можно положить

$$F(\vec{r},E,\vec{n},t) \approx F(\vec{r},E,\vec{n}) \varphi(t) . \qquad (20)$$

Последнее предположение точно выполняется в случае постоянных параметров реактора (например, по прошествии некоторого времени после скачка реактивности) и лишь приближенно при параметрах и соответственно $k_{\text{эф}}(t)$, меняющихся со временем. Наиболее сильное перераспределение потока нейтронов происходит в тепловом или промежуточном реакторе при погружении в него поглощающего стержня. В больших реакторах указанное перераспределение происходит лишь в малой части объема реактора. В реакторе на быстрых нейтронах столь сильных перераспределений потока обычно не бывает.

Сделав ещё предположение о независимости от времени величины $\dfrac{b_i(E,\vec{r},t)}{l_f(\vec{r},E,t)}$, подставляя (20) в (19) и деля обе части (19) на интегральную ценность всех нейтронов деления, рождающихся в реакторе за одну секунду, т. е. на величину

$$\int dV \int \int_0^{E_0} d\Omega dE\, F^+(\vec{r},E,\vec{n},t) \int_0^{E_0} \int \frac{F(\vec{r},E',\vec{n}')}{l_f(\vec{r},E',t)} \times$$

$$\times \left[\nu_{E'}(\vec{r},t)\chi(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r},t) + \sum_i b_i(E',\vec{r},t)\cdot\frac{\delta(E-E_i)}{4\pi} \right] dE'd\Omega' = \text{Ц}_{\text{н.д.}}, \qquad (21)$$

получаем известное уравнение кинетики котла:

$$\frac{d\varphi(t)}{dt}T = \left[\frac{k_{\text{эф}}(t)-1}{k_{\text{эф}}(t)} - \sum_i \beta_i \right]\varphi(t) + \sum_i \beta_i\lambda_i \int_{-\infty}^{t} \varphi(t')e^{-\lambda_i(t-t')}dt' + q(t). \qquad (22)$$

Здесь

$$T = \frac{\int_0^{E_0} \int\int \frac{F(\vec{r},E,\vec{n})}{v} F^+(\vec{r},E,\vec{n},t)dEd\Omega dV}{\text{Ц}_{\text{н.д.}}} =$$

$$= \frac{\begin{matrix}\text{Интегральная ценность}\\ \text{всех нейтронов в реакторе}\end{matrix}}{\text{Ц}_{\text{н.д.}}} = \begin{matrix}\text{Среднее время жизни}\\ \text{нейтрона в реакторе,}\end{matrix} \qquad (23)$$

$$\beta_i = \frac{\int dV \int F^+(\vec{r},E_i,\vec{n},t)d\Omega \times \int \int_0^{E_0} \frac{F(\vec{r},E',\vec{n}')}{l_f(\vec{r},E',t)} \cdot b_i(\vec{r},E',t)d\Omega' dE'}{\text{Ц}_{\text{н.д.}}} =$$

$$= \frac{\begin{matrix}\text{Ценность всех запаздывающих}\\ \text{нейтронов } i\text{-й группы,}\\ \text{испускаемых за одну секунду}\end{matrix}}{\text{Ц}_{\text{н.д.}}} = \begin{cases}\text{Эффективная доля } i\text{-й группы}\\ \text{запаздывающих нейтронов}\\ \text{с учетом их ценности,}\end{cases} \qquad (24)$$

$$q(t) = \frac{\int_0^{E_0}\int\int q(\vec{r},E,\vec{n},t)F^+(\vec{r},E,\vec{n},t)dEd\Omega dV}{\text{Ц}_{\text{н.д.}}} = \begin{cases}\text{Эффективная мощность}\\ \text{привнесенных источников}\\ \text{нейтронов с учетом ценности.}\end{cases} \qquad (25)$$

Существенно отметить, что полученные выражения для среднего времени жизни нейтронов, эффективной доли запаздывающих нейтронов и эффективной мощности источников имеют ясный физический смысл и пригодны в случае реакторов любой конфигурации (в частности, с отражателем) и любого типа (теплового, промежуточного, быстрого (ср. [6])). Из формулы (23) получаются известные выражения для среднего времени жизни нейтронов в частных случаях тепловых [4] и промежуточных* реакторов без отражателя.

Величина $\frac{k_{эф}-1}{k_{эф}}$, входящая в уравнение (22) и называемая реактивностью котла, определяет его временно́е поведение. Получение реактивности через $k_{эф}$ при $k_{эф}\approx 1$ требует очень большой точности вычисления последней величины. Поэтому очень полезно иметь формулу для непосредственного вычисления реактивности. Чтобы получить такую формулу, наряду с интересующим нас реактором ($k_{эф}\neq 1$), поток и ценность в котором определяются уравнениями (8) и (15), рассмотрим критический реактор ($k_{эф}$=1) с параметрами, близкими к параметрам интересующего нас реактора. Запишем уравнение для ценности нейтронов в указанном критическом реакторе:

$$0=\frac{dF^{+}_{кр}(\vec r,E,\vec n)}{ds}-\frac{F^{+}_{кр}(\vec r,E,\vec n)}{l^{кр}_{aifs}(E,\vec r)}+\int\limits_0^{E_0}\int w_{кр}(E',E,\vec n\cdot\vec n',\vec r)F^{+}_{кр}(\vec r,E',\vec n')dE'd\Omega'+$$

$$+\frac{1}{l^{кр}_{f}(\vec r,E)}\int\limits_0^{E_0}\int\left[\chi_{кр}(E',E,\vec n\cdot\vec n',\vec r)\nu^{кр}_{E}(\vec r)+\sum_i\frac{\delta(E'-E_i)}{4\pi}b^{кр}_i(E,\vec r)\right]\times$$

$$\times F^{+}_{кр}(\vec r,E',\vec n')dE'd\Omega'. \qquad (26)$$

Умножим уравнение (26) на поток нейтронов $F(\vec r,E,\vec n)$, подчиняющийся уравнению (8), а уравнение (8) – на $F^{+}_{кр}(\vec r,E,\vec n)$; вычтя одно из другого и проинтегрировав по всему объему реактора, по всем энергиям и направлениям скоростей нейтронов и, наконец, разделив результат на $Ц_{н.д.}$, записанную в виде

$$Ц_{н.д.}=\int dV\int\limits_0^{E_0}\int F_{кр}{}^{+}(\vec r,E,\vec n)dEd\Omega\int\limits_0^{E_0}\int\frac{F(\vec r,E',\vec n')}{l_f(\vec r,E')}\times$$

$$\times\left[\chi(E,E',\vec n\cdot\vec n',\vec r)\nu_{E'}(\vec r)+\sum_i\frac{\delta(E-E_i)}{4\pi}b_i(E',\vec r)\right]dE'd\Omega',$$

* Сообщено В.Я. Пупко

получим выражение для реактивности:

$$\frac{k_{\text{эф}}-1}{k_{\text{эф}}} \cong -\frac{1}{\text{Ц}_{\text{н.д.}}}\int dV\int_0^{E_0} dE\left(\frac{1}{l_{aifs}(\vec r,E)}-\frac{1}{l^{\text{кр}}_{aifs}(\vec r,E)}\right)\times$$

$$\times\int F^+_{\text{кр}}(\vec r,E,\vec n)F(\vec r,E,\vec n)d\Omega+\frac{1}{\text{Ц}_{\text{н.д.}}}\int dV\int_0^{E_0}\int\int_0^{E_0}\int F^+_{\text{кр}}(\vec r,E,\vec n)\times$$

$$\times\left[w(E,E',\vec n\cdot\vec n',\vec r)-w_{\text{кр}}(E,E',\vec n\cdot\vec n',\vec r)\right]F(\vec r,E',\vec n')dEd\Omega dE'd\Omega'+$$

$$+\frac{1}{\text{Ц}_{\text{н.д.}}}\int dV\int_0^{E_0}\int\int_0^{E_0}\int F^+_{\text{кр}}(\vec r,E,\vec n)\left[\frac{\chi(E,E',\vec n\cdot\vec n',\vec r)\nu_{E'}(\vec r)+\sum_i\frac{\delta(E-E_i)}{4\pi}b_i(E',\vec r)}{l_f(\vec r,E')}-\right.$$

$$\left.-\frac{\chi^{\text{кр}}(E,E',\vec n\cdot\vec n',\vec r)\nu^{\text{кр}}_{E'}(\vec r)+\sum_i\frac{\delta(E-E_i)}{4\pi}b_i^{\text{кр}}(E',\vec r)}{l_f^{\text{кр}}(\vec r,E')}\right]F(\vec r,E',\vec n')dEd\Omega dE'd\Omega'.\quad(27)$$

Нетрудно усмотреть физический смысл каждого члена этой формулы.

Выражение (27) для реактивности является совершенно точным, поскольку при выводе не было сделано никаких пренебрежений. В это выражение, кроме разностей соответствующих параметров двух реакторов, входит ценность нейтронов критического реактора и поток нейтронов интересующего нас реактора. Если различие в параметрах рассматриваемых реакторов настолько невелико, что потоки и ценности нейтронов в этих системах различаются несильно, можно пользоваться значениями потока и ценности для каждого какого-нибудь одного из реакторов, не делая при этом заметной ошибки. В таком приближении выражение (27) можно назвать формулой теории возмущений. При помощи этой формулы, в частности, удобно вычислять изменение реактивности системы при помещении в любую точку активной зоны и отражателя вещества с любой зависимостью от энергии сечений захвата, деления, упругого и неупругого рассеяния.

Теми же функциями, описывающими поток и ценность нейтронов, можно воспользоваться для вычисления среднего времени жизни T и эффективной доли запаздывающих нейтронов i-й группы β_i по формулам (23) и (24).

Теория возмущений в рамках модели многих групп в диффузионном приближении изложена в обзоре [3] и в книге [4]. В возрастном приближении теория возмущений была развита для промежуточного реактора без отражателя в начале 1953 г. А.С. Романовичем и обобщена Л.Н. Усачевым и Г.И. Марчуком (1954 г.) на случай реактора с отражателем. На основе кинетического уравнения в рамках одногрупповой модели теория возмущений была развита Н.А. Дмитриевым (1948 г.) и независимо К. Фуксом [7].

Формула (27) является обобщением соответствующих результатов всех указанных выше работ. Эти результаты получаются из формулы (27) как частные случаи.

§ 4. Определение $k_{эф}$ методом последовательных приближений и сходимость этого метода

Опыт расчетной работы показывает, что наиболее универсальным и эффективным способом расчета реакторов является определение $k_{эф}$ методом последовательных приближений*. Поэтому представляется весьма интересным исследование сходимости процесса последовательных приближений. Для случая промежуточного реактора без отражателя, описываемого формулами возрастного приближения, доказательство сходимости и оценка ее быстроты даны Г.И. Марчуком (1954 г.). Ниже будет намечен путь доказательства сходимости в рассматриваемом в настоящей работе общем случае и получены выражения для оценки быстроты сходимости.

Сначала сделаем некоторые упрощающие предположения.

Во-первых, будем считать, что не только запаздывающие, но и мгновенные нейтроны деления испускаются изотропно

$$\chi(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})=\frac{\chi(E,E',\vec{r})}{4\pi}.$$

Во-вторых, предположим, что спектр нейтронов деления, мгновенных и запаздывающих, одинаков и не зависит от переменных $\vec{r},E'$. Эти предположения** ведут к замене в уравнениях (8), (15)

$$\left[\chi(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})\nu_{E'}(\vec{r})+\sum_i\frac{\delta(E-E_i)}{4\pi}b_i(E',\vec{r})\right]\to\left[\nu_{E'}(\vec{r})+\sum_i b_i(E',\vec{r})\right]\frac{\chi(E)}{4\pi}. \quad (28)$$

Здесь $\nu_{E'}(\vec{r})+\sum\limits_i b_i(E',\vec{r})$ есть число мгновенных и запаздывающих нейтронов, испускаемых на одно деление, вызванное нейтроном энергии E' в точке $\vec{r}$, а $\chi(E)$ – спектр нейтронов деления, включая и запаздывающие нейтроны, нормированный на единицу

$$\int_0^\infty\chi(E)dE=1. \quad (29)$$

Число нейтронов деления, испускающихся в точке $\vec{r}$ реактора за одну секунду и попадающих в пучок $(E,\vec{n})$ [см. выражение (9)], записывается так:

$$Q(\vec{r},E,\vec{n})=Q(\vec{r})\frac{\chi(E)}{4\pi}, \quad (30)$$

---

* Этот метод был предложен в работе [8], а затем использован и развит А.С. Романовичем (1952 г.), Л.Н. Усачевым (1953 г.), Г.И. Марчуком (1954 г.), а также в работе [5]. Для решения возрастных и диффузионных задач наиболее эффективными оказались численные методы, развитые Г.И. Марчуком (1954 г.), а также Эрлихом и Гурвицем [5]. Обычно излагаемый способ отыскания критического размера в рамках модели многих групп, сводящийся к вычислению детерминантов (см. [4], с. 268, 278), успешно конкурирует по трудоемкости с указанным выше методом лишь в задачах не более сложных, чем двухгрупповой расчет реактора с отражателем в диффузионном приближении.

** Эти предположения в настоящее время общеприняты.

где

$$Q(\vec{r}) = \int\limits_0^{E_0} \frac{\int F(\vec{r}, E', \vec{n}')d\Omega'}{l_f(\vec{r}, E')} \left[\nu_{E'}(\vec{r}) + \sum_i b_i(E', \vec{r}) \right] dE' \qquad (31)$$

есть полное число нейтронов деления, испускающихся в точке $\vec{r}$ в одну секунду.

Метод последовательных приближений для нахождения $k_{эф}$ и потока нейтронов в реакторе состоит в том, что при решении уравнения (8) величина $\dfrac{Q(\vec{r}, E, \vec{n})}{k_{эф}}$ считается известной и принимается равной $\chi(E)Q^{(0)}(\vec{r})$, где $Q^{(0)}(\vec{r})$ – произвольно заданное распределение числа испускаемых нейтронов деления. В результате решения уравнения (8) находится поток нейтронов $F^{(0)}(\vec{r}, E, \vec{n})$, при помощи которого по формуле (31) получается $Q^{(1)}(\vec{r})$. Затем задача о нахождении потока нейтронов от заданных источников нейтронов спектра деления решается снова, но теперь $\dfrac{Q(\vec{r}, E, \vec{n})}{k_{эф}}$ в уравнении (8) заменяется на $\chi(E)Q^{(1)}(\vec{r})$. По найденному $F^{(1)}(\vec{r}, E, \vec{n})$ по формуле (31) вычисляется $Q^{(2)}(\vec{r})$ и т. д. Этот процесс можно продолжать до тех пор, пока $Q^{(n)}(\vec{r})$ не окажется пропорциональным $Q^{(n-1)}(\vec{r})$.

Коэффициент пропорциональности и будет искомым значением $k_{эф}$:

$$k_{эф} = \lim_{n\to\infty} \frac{Q^{(n)}(\vec{r})}{Q^{(n-1)}(\vec{r})}.$$

Алгоритм вычисления $Q^{(n)}(\vec{r})$ по $Q^{(n-1)}(\vec{r})$ можно коротко записать при помощи интегрального оператора, ядром которого является функция Грина $P(\vec{r} - \vec{r}')$, равная числу нейтронов, появившихся в точке $\vec{r}'$ при делениях, индуцированных нейтронами, происшедшими от одного нейтрона спектра деления, испущенного в точке $\vec{r}$ *. Из определения $P(\vec{r} \to \vec{r}')$ ясно, что

$$Q^{(n)}(\vec{r}') = \int P(\vec{r} \to \vec{r}')Q^{(n-1)}(\vec{r})dV. \qquad (32)$$

* Функция $P(\vec{r} \to \vec{r}')$ получается по формуле

$P(\vec{r} \to \vec{r}') = \int \dfrac{\int p(\vec{r}', E, \vec{n}')d\Omega'}{l_f(\vec{r}', E')} \left[\nu_{E'}(\vec{r}') + \sum_i b_i(E', \vec{r}') \right] dE'$, причем функция $p(\vec{r}', E, \vec{n}')$ определяется уравнением

$0 = -\dfrac{dp(\vec{r}', E, \vec{n})}{ds} - \dfrac{p(\vec{r}', E, \vec{n})}{l_{aifs}(\vec{r}', E)} + \int w(E, E', \vec{n}\cdot\vec{n}', \vec{r}')p(\vec{r}', E', \vec{n}')dE'd\Omega' + \chi(E)\dfrac{\delta(\vec{r}' - \vec{r})}{4\pi}$ и условиями вида (4), (5), (6).

Установившееся распределение источников нейтронов спектра деления $Q(\vec{r})$, очевидно, подчиняется интегральному уравнению

$$\int P(\vec{r} \to \vec{r}')Q(\vec{r})dV = k_{\text{эф}}Q(\vec{r}'). \tag{33}$$

Выведем теперь уравнение для ценности нейтрона спектра деления $M(\vec{r})$, связанной с $F^{+}(\vec{r}, E, \vec{n})$ формулой

$$M(\vec{r}) = \int\int \frac{\chi(E)}{4\pi} F^{+}(\vec{r}, E, \vec{n})dEd\Omega.$$

Как и раньше, рассмотрим реактор, стационарный при том условии, что число нейтронов деления уменьшено в $k_{\text{эф}}$ раз. Поместим в точке $\vec{r}$ один нейтрон спектра деления ценности $M(\vec{r})$. Это приведет к испусканию в следующем цикле $\dfrac{P(\vec{r} - \vec{r}')}{k_{\text{эф}}}$ нейтронов в каждой точке $\vec{r}'$. Ценность каждого нейтрона $M(\vec{r}')$. Как было пояснено в § 2, суммарная ценность нейтронов, происшедших в стационарном реакторе от первоначально впущенного нейтрона, должна сохраниться. Следовательно, должно иметь место соотношение

$$M(\vec{r}) = \frac{1}{k_{\text{эф}}} \int P(\vec{r} \to \vec{r}')M(\vec{r}')dV', \tag{34}$$

являющееся интегральным уравнением для ценности нейтронов спектра деления. Это уравнение сопряжено уравнению (33). Процесс последовательных приближений для решения уравнения (34) строится аналогично (32) по следующей схеме:

$$M^{(n)}(\vec{r}) = \int P(\vec{r} \to \vec{r}')M^{(n-1)}(\vec{r}')dV'. \tag{35}$$

Рассмотрим, наконец, сходимость процесса последовательных приближений.

Предположим, что интегральные уравнения (33) и (34) имеют бесконечный спектр собственных чисел $k_{\text{эф}n} \equiv k_n$, уменьшающихся с ростом n, и что соответствующие этим собственным числам собственные функции составляют полную систему. Ортогональность собственных функций $Q_\alpha(\vec{r})$ и $M_\beta(\vec{r})$, принадлежащих различным собственным числам k_α и k_β, доказывается перекрестным умножением уравнений для $Q_\alpha(\vec{r})$ и $M_\beta(\vec{r})$, интегрированием по всему пространству и вычитанием одного соотношения из другого. В результате правые части уничтожаются, получается соотношение

$$(k_\alpha - k_\beta)\int Q_\alpha(\vec{r})M_\beta(\vec{r})dV = 0 \tag{36}$$

и ортогональность становится очевидной.

Пусть в качестве нулевого приближения для распределения нейтронов деления и их ценности мы задали некоторые функции $Q^{(0)}(\vec{r})$ и $M^{(0)}(\vec{r})$. Представим эти функции в виде рядов:

$$Q^{(0)}(\vec{r}) = \sum_{\alpha=1}^{\infty} q_\alpha Q_\alpha(\vec{r});\ q_\alpha = \frac{\int Q^{(0)}(\vec{r}) M_\alpha(\vec{r}) dV}{\int Q_\alpha(\vec{r}) M_\alpha(\vec{r}) dV}, \tag{37}$$

$$M^{(0)}(\vec{r}) = \sum_{\alpha=1}^{\infty} m_\alpha M_\alpha(\vec{r});\ m_\alpha = \frac{\int M^{(0)}(\vec{r}) Q_\alpha(\vec{r}) dV}{\int Q_\alpha(\vec{r}) M_\alpha(\vec{r}) dV}. \tag{38}$$

Пользуясь соотношениями (32), (35), (37), (38) и имея в виду, что

$$\int P(\vec{r} \to \vec{r}\,') Q_\alpha(\vec{r}) dV = k_\alpha Q_\alpha(\vec{r}\,'),$$

$$\int P(\vec{r} \to \vec{r}\,') M_\alpha(\vec{r}\,') dV' = k_\alpha M_\alpha(\vec{r}),$$

получаем для $Q^{(n)}(\vec{r})$ и $M^{(p)}(\vec{r})$ следующие формулы:

$$Q^{(n)}(\vec{r}) = \sum_{\alpha=1}^{\infty} q_\alpha k_\alpha^n Q_\alpha(\vec{r}) = q_1 k_1^n \left[Q_1(\vec{r}) + \sum_{\alpha=2}^{\infty} \frac{q_\alpha}{q_1} \left(\frac{k_\alpha}{k_1} \right)^n Q_\alpha(\vec{r}) \right], \tag{39}$$

$$M^{(p)}(\vec{r}) = \sum_{\alpha=1}^{\infty} m_\alpha k_\alpha^p M_\alpha(\vec{r}) = m_1 k_1^p \left[M_1(\vec{r}) + \sum_{\alpha=2}^{\infty} \frac{m_\alpha}{m_1} \left(\frac{k_\alpha}{k_1} \right)^p M_\alpha(\vec{r}) \right]. \tag{40}$$

Из этих формул видна сходимость $Q^{(n)}(\vec{r})$ и $M^{(p)}(\vec{r})$ при $n, p \to \infty$ к собственным функциям, соответствующим первому собственному числу $Q_1(\vec{r})$ и $M_1(\vec{r})$.

Если получены $Q^{(n)}(\vec{r})$ и $M^{(p)}(\vec{r})$, величину эффективного коэффициента размножения $k_{эф}$, равного первому собственному числу k_1, следует отыскивать по формуле

$$k_{эф}^{(n+p)} = \frac{\int Q^{(n)}(\vec{r}) M^{(p)}(\vec{r}) dV}{\int Q^{(n-1)}(\vec{r}) M^{(p)}(\vec{r}) dV} = \frac{\int Q^{(n)}(\vec{r}) M^{(p)}(\vec{r}) dV}{\int Q^{(n)}(\vec{r}) M^{(p-1)}(\vec{r}) dV} =$$

$$= k_1 \frac{1 + \sum\limits_{\alpha=2}^{\infty} \frac{q_\alpha m_\alpha}{q_1 m_1} \left(\frac{k_\alpha}{k_1} \right)^{n+p}}{1 + \sum\limits_{\alpha=2}^{\infty} \frac{q_a m_a}{q_1 m_1} \left(\frac{k_\alpha}{k_1} \right)^{n+p-1}}. \tag{41}$$

Исходя из сделанных выше предположений, формулой (41) доказываем сходимость $k_{эф}^{(n+p)} \to k_1$ при $(n+p) \to \infty$ и даем выражение для оценки погрешности в $(n+p)$-м приближении.

Отметим ряд характерных особенностей формулы (41)*. Поскольку в выражение для величины погрешности входит сумма $n+p$, погрешность определяется общим числом последовательных приближений для $Q(\vec{r})$ и $M(\vec{r})$**.

Удачность выбора $Q^{(0)}(\vec{r})$ и $M^{(0)}(\vec{r})$ очень существенно влияет на погрешность. Так, если одна из этих функций совпадает с собственной функцией, принадлежащей k_1, то все q_α или m_α при равны нулю. В этом случае уже расчет первого приближения для $M(\vec{r})$ или $Q(\vec{r})$ дает совершенно точное значение $k_{эф}$. Если функции $Q^{(0)}(\vec{r})$ и $M^{(0)}(\vec{r})$ близки к $Q_1(\vec{r})$ и $M_1(\vec{r})$, то все q_α и m_α при $\alpha \geq 2$ малы по сравнению с q_1 и m_1 и тем более малы произведения $q_\alpha\, m_\alpha$ по сравнению с $q_1\, m_1$. Поэтому при накоплении некоторого опыта, касающегося поведения $Q_1(\vec{r})$ и $M_1(\vec{r})$, можно определять $k_{эф}$ с достаточной точностью уже после расчета $Q^{(1)}(\vec{r})$ или $M^{(1)}(\vec{r})$, или, в крайнем случае, после расчета и $Q^{(1)}(\vec{r})$, и $M^{(1)}(\vec{r})$.

Следует заметить, что с порядком величин $k_2, k_3, \ldots, k_\alpha, \ldots$, а также $q_2, q_3, \ldots, q_\alpha, \ldots, m_2, m_3, \ldots, m_\alpha, \ldots$, входящих в формулу (41), проще всего можно ознакомиться, решив задачу, близкую по физической постановке к реальной задаче, но с разделяющимися переменными.

Литература

1. Marshak R. Rev. Mod. Phys., 19, 185 (1947).
2. Ахиезер А.И., Померанчук И.Я. Некоторые вопросы теории ядра. – М. – Л., ГИТТЛ (1950).
3. Weinberg A.A. Journ. Phys., 20, 401 (1952).
4. Глесстон и Эдлунд. Элементы теории ядерных реакторов. Перевод с английского. – М., ИЛ (1954).
5. Ehrlich R. , Hurwitz H. Nucleonics, 12, 2, 23 (1954).
6. Hurwitz H. Nucleonics, 5, 1, 62 (1949).
7. Fuchs K. Proc. Phys. Soc., 62, 791 (1949).
8. Thompson. J. Appl. Phys., 22, 1223 (1951).

* Ср. [5].

** Поскольку полезно знание функций $Q(\vec{r})$ и $M(\vec{r})$, целесообразно вычислять ту и другую с одинаковой точностью, т. е. полагать $n \approx p$.

ТЕОРИЯ ВОЗМУЩЕНИЙ ДЛЯ КОЭФФИЦИЕНТА ВОСПРОИЗВОДСТВА И ДРУГИХ ОТНОШЕНИЙ ЧИСЕЛ РАЗЛИЧНЫХ ПРОЦЕССОВ В РЕАКТОРЕ*

Получена формула теории возмущений, позволяющая вычислять изменение отношения чисел различных процессов при изменении (возмущении) любых параметров реактора. В формулу входят разности значений параметров, функции потока нейтронов и их ценности по отношению к рассматриваемым процессам. Подробно пояснен смысл функций ценности и дан алгоритм их вычисления, основой которого является алгоритм вычисления обычной функции ценности по отношению к асимптотической мощности методом последовательных приближений.

Введение

В настоящее время в теории цепной ядерной реакции теория возмущений развита лишь для рассмотрения вопросов критичности реактора. Сюда относится отыскание таких изменений параметров, при которых реактор остается критическим, а также определение надкритичности или подкритичности реактора, характеризуемых величиной $\dfrac{k_{эф}-1}{k_{эф}}$ [1]. Теория возмущений нужна на всех стадиях разработки реактора. Она может использоваться, например, для оценки влияния возможных ошибок в значениях исходных физических констант, не учтенных в основном расчете эффектов, а также для оценки влияния всевозможных вариаций в конструкции и связанных с ними вариаций в составе активной зоны и отражателя. При эксплуатации реактора теория возмущений может применяться для предсказания и интерпретации поведения реактора при различных операциях, влияющих на его конфигурацию и состав.

При этом интерес представляют не только изменения условий критичности реактора, но и изменения ряда других величин, таких, например, как коэффициент воспроизводства, коэффициент неравномерности и другие отношения чисел различных процессов, происходящих в реакторе. Данная работа посвящена развитию теории возмущений, предназначенной для вычисления изменения указанных величин. До настоящего времени эти величины вычислялись с помощью прямых расчётов пространственно-энергетического распределения для каждого рассматриваемого изменения параметров. Характерна в этом отношении весьма полезная работа [2], в которой детально исследовалось влияние неточности различных ядерно-физических величин в каждой энергетической группе на коэффициент воспроизводства. Выполнение этой работы потребовало очень большого числа чрезвычайно точных расчетов. Высокая точность требуется потому, что изменения некоторых параметров влияют слабо и приходится малый эффект получать как разность двух больших чисел.

Формула теории возмущений выражает интересующие нас изменения отношений чисел процессов в реакторе непосредственно через величины изменений таких параметров, как макроскопические сечения, числа и

---

* Атомная энергия, 1963, №12, с.472.

спектры вторичных нейтронов деления, а также спектры упруго и неупруго рассеянных нейтронов. В указанной формуле разности возмущенных и невозмущенных значений параметров умножаются на поток нейтронов и на ценность нейтронов по отношению к интересующему нас процессу. Главное условие для написания и использования формулы теории возмущений – нахождение алгоритма для вычисления указанной функции ценности, что и делается в настоящей работе.

Понятие ценности нейтронов по отношению к произвольному физическому процессу, описываемому линейным функционалом от потока нейтронов, было введено Б.Б. Кадомцевым [3] по аналогии с изложенным в работе [1] понятием ценности нейтронов в реакторе по отношению к асимптотической мощности*, являющейся частным случаем линейного функционала от потока нейтронов. На основе этого понятия были рассмотрены как стационарные, так и нестационарные задачи о распространении нейтронов от заданных источников. Г.И. Марчук и В.В. Орлов [4] подробно развили теорию возмущений для числа произвольных физических процессов в стационарных и нестационарных задачах теории переноса. Эта теория возмущений непосредственно может применяться в теории переноса излучения от заданных источников. В частности, весьма эффективно ее применение в теории защиты от излучений.

В настоящей работе развита теория возмущений для чисел физических процессов в стационарно работающем реакторе, которые являются линейными функционалами от потока нейтронов. Поток нейтронов в этом случае подчиняется однородному уравнению. При этом необходимо было воспользоваться понятием нейтронного цикла и ввести ценности нейтронов всех предыдущих циклов по отношению к интересующему нас процессу в некотором выделенном цикле. Тогда ценность, входящая в формулу теории возмущений, оказалась равна сумме указанных ценностей по всем предыдущим циклам и ценности рассматриваемого цикла. Это и понятно, так как возмущение действует во всех циклах, а на число интересующих нас процессов в выделенном цикле оказывают влияние возмущения как в этом цикле, так и во всех предыдущих.

Специфичным для рассматриваемой задачи оказалось также то, что формула теории возмущений могла быть получена для вычисления изменений отношений чисел различных процессов, а не самих чисел процессов. Но именно отношения чисел процессов нас всегда и интересуют, когда рассматривается критический реактор, поскольку число каких-либо процессов всегда должно быть отнесено к мощности реактора, т. е. к числу делений в нем.

Наконец, надо отметить, что основные расчетные операции, необходимые для определения функции ценности, совпадают с теми, которые обычно используются для нахождения функции ценности по отношению к асимптотической мощности.

---

* Ссылки на ранние публикации, касающиеся понятия ценности нейтронов относительно асимптотической мощности, даны в работе [1]. Здесь добавим лишь, что это понятие, как стало известно после Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955), впервые введено Е.Вигнером.

Поток нейтронов в критическом реакторе и определение коэффициента воспроизводства

Для того чтобы ввести обозначения, кратко поясним смысл каждого члена интегро-дифференциального уравнения для потока нейтронов.

Поток нейтронов, энергии которых лежат в единичном интервале около энергии E и скорости которых направлены вдоль вектора $\vec{n}$ ($|\vec{n}=1|$) внутри единичного телесного угла, зависит от точки $\vec{r}$ и описывается функцией $F(\vec{r},E,\vec{n})$. Эта функция дает число указанных нейтронов, пересекающих за 1 секунду площадку в 1 см^2, нормальную вектору $\vec{n}$. Для краткости будем говорить, что величина $F(\vec{r},E,\vec{n})$ – поток нейтронов пучка ($E,\vec{n}$) в точке $\vec{r}$.

Для стационарных решений сумма изменений числа нейтронов каждого пучка ($E,\vec{n}$) в каждой точке $\vec{r}$, происходящих за счет всех физических процессов, равна нулю.

$$\frac{\partial F(\vec{r},E,\vec{n})}{\partial s}+\frac{F(\vec{r},E,\vec{n})}{l_{aifs}(\vec{r},E)}-\int w(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})F(\vec{r},E',\vec{n}')dE'd\Omega'=$$
$$=\int\frac{F(\vec{r},E',\vec{n}')}{l_f(\vec{r},E')}\nu(E',\vec{r})\chi(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})dE'd\Omega'. \qquad (1)$$

Первый член $\partial F/\partial s$ по определению производной по направлению $\vec{n}$, т. е. по направлению скорости нейтрона, равен разности чисел нейтронов пучка ($E,\vec{n}$), выходящих из рассматриваемого 1 см^3 и входящих в него за 1 секунду. Второй член – число нейтронов, выводимых из пучка ($E,\vec{n}$) из 1 см^3 в 1 секунду в результате радиационного захвата a, неупругого рассеяния i, деления f, упругого рассеяния s. Третий член – число нейтронов, попадающих в рассматриваемый пучок ($E,\vec{n}$) из пучков ($\vec{n}',E'$) в результате упругого и неупругого рассеяний, причем величина $w(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})$ определяет соответствующую вероятность перехода и может быть записана через длины свободного пробега для неупругого l_i и упругого l_s рассеяний и соответствующие распределения $S(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})$ и $f(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})$ нормированные на единицу

$$w(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})=\frac{S(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})}{l_i(\vec{r},E')}+\frac{f(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})}{l_s(\vec{r},E')}. \qquad (2)$$

Более детального определения этих функций в настоящей работе не требуется.

Член в правой части – число нейтронов деления, испускаемых в рассматриваемом 1 см^3 и принадлежащих пучку ($E,\vec{n}$). На каждое деление, вызываемое нейтроном пучка ($\vec{n}',E'$), испускается $\nu(E',\vec{r})$ нейтронов деления, распределение которых по энергиям и направлениям скоростей описывается функцией $\chi(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})$, нормированной на единицу

$$\int\chi(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})dEd\Omega=1. \qquad (3)$$

При этом предполагается, что число и распределение запаздывающих нейтронов соответствующим образом учитывается в функциях $\nu(E',\vec{r})$ и $\chi(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})$.

Обычно считают, что реактор ограничен выпуклой поверхностью и окружен пустотой. В этом случае в каждой точке границы $\vec{r}_{\text{гр}}$ для всех $\vec{n}$, направленных из пустоты в реактор, надо принять

$$F(\vec{r}_{\text{гр}},E,\vec{n}_{\text{внутр}})=0, \tag{4}$$

если из пустоты нет потока нейтронов.

Описывающая поток нейтронов функция должна быть непрерывной, положительной во всем объеме реактора

$$F(\vec{r},E,\vec{n}) \text{ непрерывна;} \tag{5}$$

$$0 \le F(\vec{r},E,\vec{n}) < \infty. \tag{6}$$

Уравнение (1) с учетом условий (4)-(6) определяет распределение потока нейтронов в стационарном реакторе. Это уравнение не всегда имеет решение. Условия существования отличного от нуля решения этого уравнения, удовлетворяющего соотношениям (4)-(6), являются условиями самоподдерживающейся стационарной цепной реакции. Эти условия выполняются лишь при вполне определенных соотношениях между формой реактора, его размерами, составом и величиной ядерно-физических констант. Значения параметров, характеризующих форму, размеры, состав реактора, при которых рассматриваемое уравнение имеет отличное от нуля решение, называются критическими.

Когда в дальнейшем будем говорить о коэффициенте воспроизводства, то для определенности будем рассматривать реакторы на U^{238} и Pu^{239}. Коэффициент воспроизводства (КВ) вычисляется как отношение числа нейтронов, радиационно захватываемых за 1 с в U^{238},

$$a_8=\int\frac{F(\vec{r},E,\vec{n})}{l_a^8(\vec{r},E)}dEd\Omega, \tag{7}$$

к числу нейтронов, захватываемых в 1 с в ^{239}Pu

$$a f_9=\int\frac{F(\vec{r},E,\vec{n})}{l_{af}^9(\vec{r},E)}dEd\Omega \tag{8}$$

$$\text{КВ}=\frac{a_8}{a f_9}. \tag{9}$$

Вывод уравнений ценности по отношению к захвату нейтрона каким-либо изотопом

Для определения ценности нейтронов по отношению к захвату нейтрона каким-либо изотопом в стационарно работающем реакторе воспользуемся определением нейтронного цикла, начинающегося с испускания нейтронов деления и кончающегося захватом и утечкой всех нейтронов.

Поток нейтронов в таком цикле определяется уравнением (1), в котором член, характеризующий нейтроны деления, считается заданным, а деление учитывается лишь в том смысле, что оно требует захвата нейтронов,

$$\frac{\partial F(\vec{r},E,\vec{n})}{\partial s}+\frac{F(\vec{r},E,\vec{n})}{l_{aifs}(\vec{r},E)}-\int w(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})F(\vec{r},E',\vec{n}')dE'd\Omega'=Q(\vec{r},E,\vec{n}), \qquad (10)$$

где

$$Q(\vec{r},E,\vec{n})=\int\frac{F(\vec{r},E,\vec{n}')}{l_f(\vec{r},E')}\nu(E',\vec{r})\chi(E,E',\vec{n}\cdot\vec{n}',\vec{r})dE'd\Omega'. \qquad (11)$$

Соответствие этого уравнения определенному выше нейтронному циклу более подробно рассмотрено в работе [1].

Мысленно выделим некоторый цикл и введем ценность нейтронов этого цикла по отношению к захвату нейтрона интересующим нас изотопом в этом же цикле. При этом можно рассматривать захват лишь в некоторой определенной области реактора.

Из нейтронов рассматриваемого цикла выделим нейтроны, находящиеся в точке $\vec{r}$, с энергией E и направлением скорости $\vec{n}$ и затем будем следить за их судьбой до тех пор, пока каждый из нейтронов либо будет поглощён, либо уйдет из реактора. При этом можно определить, сколько нейтронов поглотилось интересующим нас i-м изотопом в определенной области реактора. Число нейтронов, поглощенных этим изотопом, отнесенное на один первоначально выделенный нейтрон пучка $(E,\vec{n})$ в точке $\vec{r}$, назовем ценностью этого нейтрона по отношению к захвату i-м изотопом в определенной области реактора.

Ясно, что определенная таким образом ценность нейтронов должна зависеть от местоположения нейтрона $\vec{r}$, его энергии E и направления его скорости $\vec{n}$, т. е. должна описываться некоторой функцией $F^{+}(\vec{r},E,\vec{n})$ Прямой путь непосредственного использования определения ценности для ее нахождения очень громоздкий, так как требует решения задач о распределении нейтронов от точечных, моноэнергетических, мононаправленных источников, последовательно располагаемых по всему реактору. Но, используя данное определение ценности, можно сформулировать уравнение для функции $F^{+}(\vec{r},E,\vec{n})$.

Из определения ценности следует, что если из первоначальных нейтронов в результате процессов переноса и столкновений образуются вторичные нейтроны и, кроме того, происходит Δa_i захватов i-м изотопом, то ценность первоначальных нейтронов равна сумме ценности всех вторичных нейтронов и числа интересующих нас захватов Δa_i*. Это общее правило составления уравнений используем при рассмотрении физических процессов, происходящих с нейтронами пучка $(E,\vec{n})$ около точки $\vec{r}$ на пути единичной длины, и в результате получим интегро-дифференциальное

* Если иметь в виду, что ценность каждого захваченного i-м изотопом нейтрона по определению равна единице, то сформулированное равенство является законом сохранения ценности.

уравнение для ценности нейтронов по отношению к захвату интересующим нас i-м изотопом. Итак, пусть в точке $\vec{r}_s$ по направлению $\vec{n}$ впущено N нейтронов с энергией E, причем ценность каждого нейтрона есть $F_0^+(\vec{r}_s, E, \vec{n})$. Из этих нейтронов до точки $\vec{r}_{s+ds}$ дойдет, очевидно, $N\left(1-\dfrac{ds}{l_{aits}(\vec{r},E)}\right)$ нейтронов, причем ценность каждого из них по определению равна $F_0^+(\vec{r}_{s+ds}, E, \vec{n})$.

Из $N\dfrac{ds}{l_{aits}(\vec{r},E)}$ претерпевших соударения нейтронов в пучок $(E', \vec{n}')$ попадет $Nds\varpi(E', E, \vec{n}\cdot\vec{n}', \vec{r})$ нейтронов, поскольку $\varpi(E', E, \vec{n}\cdot\vec{n}', \vec{r})$ – вероятность нейтрону пучка $(E, \vec{n})$ попасть в пучок $(E', \vec{n}')$ при прохождении единичной длины около точки $\vec{r}$ в результате неупругого и упругого рассеяний. Ценность каждого нейтрона пучка $(E', \vec{n}')$ по определению есть $F_0^+(\vec{r}_{s+\varepsilon ds}, E', \vec{n}')$, где $0 \le \varepsilon \le 1$. Учитывая также, что макроскопическое сечение интересующего нас процесса захвата i-м изотопом равно $1/l_a^i(\vec{r},E)$ и, следовательно, на пути ds из N нейтронов будет захвачено $N\dfrac{ds}{l_a^i(\vec{r},E)} = \Delta a_i$, в соответствии со сформулированным выше правилом можно записать

$$NF_0^+(\vec{r}_s, E, \vec{n}) = N\left(1-\frac{ds}{l_{aits}(\vec{r},E)}\right)F_0^+(\vec{r}_{s+ds}, E, \vec{n}) + Nds\int \varpi(E', E, \vec{n}\cdot\vec{n}', \vec{r})\times$$

$$\times F_0^+(\vec{r}_{s+\varepsilon ds}, E', \vec{n}')dE'd\Omega' + N\frac{ds}{l_a^i(\vec{r},E)}.$$

Перенеся $NF_0^+(\vec{r}_s, E, \vec{n})$ в правую часть, разделив обе части равенства на Nds, устремив ds к нулю, получим искомое интегро-дифференциальное уравнение для ценности нейтронов по отношению к захвату i-м изотопом

$$-\frac{\partial F_0^+(\vec{r}, E, \vec{n})}{s} + \frac{F_0^+(\vec{r}, E, \vec{n})}{l_{aifs}(\vec{r},E)} - \int \varpi(E', E, \vec{n}'\cdot\vec{n}, \vec{r})F_0^+(\vec{r}, E', \vec{n}')dE'd\Omega' =$$

$$= \frac{1}{l_a^i(\vec{r},E)}. \qquad (12)$$

Если рассматривать захват нейтрона i-м изотопом в определенной области реактора, то правая часть уравнения (12) в этой области будет равна $1/l_a^i(\vec{r},E)$, а в остальных областях принимается равной нулю.

Условие, налагаемое на функцию $F_0^+(\vec{r}, E, \vec{n})$ на внешней выпуклой границе реактора с пустотой, следует из того, что если нейтрон вылетает из реактора, то он уже не может захватиться интересующим нас изотопом и, следовательно, его ценность равна нулю. Это условие справедливо и для функций $F_1^+, F_2^+, ..., F_n^+$, которые будут введены ниже. Поэтому запишем условия для функций ценности с индексом i

$$F_i^+(\vec{r}_{\text{гр}}, E, \vec{n}_{\text{внеш}}) = 0\,. \qquad (13)$$

Очевидны также условия непрерывности на любой границе раздела и условия ограниченности и положительности

$$F_i^+(\vec{r}, E, \vec{n}) \text{ непрерывна;} \qquad (14)$$

$$0 \le F_i^+(\vec{r}, E, \vec{n}) < \infty, \qquad (15)$$

где

$$i = 0,\ 1,\ .....n. \qquad (16)$$

Определим теперь ценности нейтронов всех предыдущих циклов по отношению к захвату интересующим нас изотопом в выделенном цикле. Пронумеруем все предыдущие нейтронные циклы в порядке их удаления от выделенного нулевого цикла: предыдущий цикл- первый, предшествующий ему – второй и т. д.

Уравнение для ценности нейтронов первого цикла $F_1^+(\vec{r}, E, \vec{n})$ по отношению к захвату в нулевом цикле отличается от уравнения для ценности нейтронов нулевого цикла $F_0^+(\vec{r}, E, \vec{n})$ по отношению к захвату в самом нулевом цикле тем, что член $1 / l_a^i(\vec{r}, E)$ в уравнении (12) заменяется на

$$\frac{\nu(E, \vec{r})}{l_f(\vec{r}, E)} \int \chi(E', E, \vec{n}' \cdot \vec{n}, \vec{r}) F_0^+(\vec{r}, E', \vec{n}') d\Omega' dE'\,,$$

где $F_0^+(\vec{r}, E', \vec{n}')$ – ценность нейтронов нулевого цикла. Необходимость такой замены объясняется следующим. Захват нейтронов первого цикла i-м изотопом нас не интересует, и поэтому ценность захваченных нейтронов равна нулю по определению. Захват нейтронов в нулевом цикле, по отношению к которому определена ценность, может быть обусловлен только нейтронами, вызывающими деления, при которых испускается $\dfrac{\nu}{l_f}(E', E, \vec{n} \cdot \vec{n}', \vec{r})$ нейтронов каждого пучка $(E', \vec{n}')$, принадлежащих уже к нулевому циклу. Поскольку ценность нейтронов нулевого цикла можно считать известной и равной $F_0^+(\vec{r}, E, \vec{n})$, то вклад от рассматриваемых вторичных нейтронов деления в захват интересующим нас изотопом можно вычислить по формуле

$$\frac{\nu}{l_f} \int \chi F_0^+ dE' d\Omega'$$

Соответственно этому уравнение запишется в виде

$$-\frac{\partial F_1^+}{\partial s} + \frac{F_1^+}{l_{aifs}} - \int w F_1^+ d\Omega' dE' = \frac{\nu}{l_f} \int \chi F_0^+ d\Omega' dE'\,. \qquad (17)$$

Переходя от первого цикла ко второму, третьему и т. д., можно записать соответствующие уравнения. Выпишем уравнение для ценности нейтронов n-го цикла

$$-\frac{\partial F_n^+}{\partial s}+\frac{F_n^+}{l_{aifs}}-\int wF_1^+ d\Omega' dE'=\frac{\nu}{l_f}\int \chi F_{n-1}^+ d\Omega' dE', \tag{18}$$

причем в правой части стоит ценность нейтронов $(n–1)$-го цикла. Ценность нейтронов по отношению к асимптотической мощности $F_\chi^+(\vec{r},E',\vec{n}')$ подчиняется уравнению

$$-\frac{\partial F_\chi^+}{\partial s}+\frac{F_\chi^+}{l_{aifs}}-\int wF_\chi^+ d\Omega' dE'=\frac{\nu}{l_f}\int \chi F_\chi^+ d\Omega' dE'. \tag{19}$$

В этом уравнении ценность нейтронов следующего цикла совпадает с ценностью нейтронов предыдущего, поскольку результат действия нейтронов, по отношению к которому определена их ценность, отдален в бесконечность.

Существенно отметить, что процедура последовательного нахождения ценности $F_1^+,F_2^+,\ldots,F_n^+$ совпадает с процедурой нахождения F_χ^+ методом последовательных приближений. Отсюда ясно, что при $n\to\infty$

$$F_n^+\to\lambda_i F_\chi^+. \tag{20}$$

Функции $F_1^+,\ldots,F_n^+,\ldots,F_\chi^+$ подчиняются условиям (13)–(15).

Левая часть уравнения (1) для потока нейтронов отличается от левой части каждого из уравнений (12), (17), (18), (19) лишь знаком перед производной по направлению и перестановкой E и E' в $w(E,E',\vec{n}'\cdot\vec{n},\vec{r})$. Именно это обстоятельство и делает левую часть уравнения (1) и левую часть каждого из уравнений (12), (17), (18), (19) с учетом граничных условий (4), (5), (13), (14) взаимно сопряженными.

При умножении уравнения (1) на F_0^+, а уравнения (12) на F, вычитании одного соотношения из другого, интегрировании по всему объему реактора вместе с отражателем, по всем энергиям и по всем направлениям скоростей нейронов оказывается, что левые части дают нуль, в чем и проявляется их взаимная сопряженность. Проделывая такие операции с парами уравнений (1) и (17), (1) и (18), получим тот же результат. Но то, что левые части равны нулю, дает следующую цепочку равенств правых частей, причем последнее равенство следует из предельного соотношения (20):

$$a_i\equiv\int\frac{F}{l_a^i}d\Omega dE dV=\int F_0^+\frac{\nu\chi}{l_f}Fd\Theta=\int F_1^+\frac{\nu\chi}{l_f}Fd\Theta=\ldots=\int F_{n-1}^+\frac{\nu\chi}{l_f}Fd\Theta=$$

$$=\int F_n^+\frac{\nu\chi}{l_f}Fd\Theta=\ldots=\lambda_i\int F_\chi^+\frac{\nu\chi}{l_f}Fd\Theta,$$

где

$$d\Theta=d\Omega\, d\Omega' dE dE' dV. \tag{21}$$

Физический смысл этой цепочки равенств состоит в том, что нейтроны деления, испущенные в любом цикле в стационарном реакторе, приводят к одному и тому же числу захватов в выделенном нами цикле. Из последнего равенства определяем λ_i.

$$\lambda_i = \frac{a_i}{Ц_{н.д}}, \tag{22}$$

где
$$Ц_{н.д} = \int F_\chi^+ \frac{\nu\chi}{l_f} F d\Theta .$$

Рассмотрим разности функций F_n^+ и $\lambda_i F_\chi^+$ (обозначим их $F_{n\ ост}^+$):

$$\begin{pmatrix} F_{0\ ост}^+ = F_0^+ - \lambda_i F_\chi^+ \\ F_{1\ ост}^+ = F_1^+ - \lambda_i F_\chi^+ \\ \dots\dots\dots\dots\dots\dots \\ F_{n\ ост}^+ = F_n^+ - \lambda_i F_\chi^+ \end{pmatrix} \tag{22а}$$

Причем, очевидно, что $\int F_{n\,ост}^+ \frac{\nu\chi}{l_f} F d\Theta = 0$ для любого n. Если нас интересует только $F_{0\,ост}^+, F_{1ост}^+, \dots, F_{n\,ост}^+$, то, решив уравнения (12) и (19) и получив по (22а) $F_{0\,ост}^+$, можно найти $F_{1\,ост}^+, \dots, F_{n\,ост}^+$ путем непосредственного решения уравнений (17) и (18), в которых в правой части функция F_0^+ заменена на $F_{0\,ост}^+$, а F_{n-1}^+ на $F_{n-1\ ост}^+$.

Таким образом, указанные функции подчиняются следующим уравнениям

$$-\frac{\partial F_{1ост}^+}{\partial s} + \frac{F_{1ост}^+}{l_{aifs}} - \int w F_{1ост}^+ d\Omega' dE' = \frac{\nu}{l_f} \int \chi F_{0ост}^+ d\Omega' dE', \tag{17а}$$

$$-\frac{\partial F_{n\ ост}^+}{\partial s} + \frac{F_{n\ ост}^+}{l_{aifs}} - \int w F_{n\ ост}^+ d\Omega' dE' = \frac{\nu}{l_f} \int \chi F_{n-1\ ост}^+ d\Omega' dE'. \tag{18а}$$

Вывод формулы теории возмущений

Рассмотрим теперь возмущенный реактор, поток нейтронов в котором описывается функцией $F'(\vec{r}, E, \vec{n})$. Эта функция подчиняется следующему уравнению с возмущенными параметрами, отмеченными штрихами:

$$\frac{\partial F'}{\partial s} + \frac{F'}{l'_{aifs}} - \int w' F' dE' d\Omega' = \int \frac{\nu'\chi'}{l'_f} F' d\Omega' dE' . \tag{23}$$

При этом рассматриваются лишь такие изменения параметров, при которых реактор остается критическим и уравнение (23) имеет отличное от нуля решение. Из уравнений (19) и (23) обычной процедурой перекрестного умножения, вычитания и интегрирования получим формулу теории возмущений

$$-\int\left(\frac{1}{l'_{aifs}}-\frac{1}{l_{aifs}}\right)F'F_{\chi}^{+}d\Omega dEdV+\int(w'-w)F'F_{\chi}^{+}d\Theta+\int\left(\frac{\nu'\chi'}{l'_f}-\frac{\nu\chi}{l_f}\right)F'F_{\chi}^{+}d\Theta=0. \tag{24}$$

Эта формула и является условием, налагаемым на изменения параметров, при которых реактор остается критическим. Если изменяются какие-либо параметры, то мы должны соответственно изменить, например, концентрацию делящегося вещества так, чтобы условие (24) выполнилось. Напомним, что формула (24) совершенно точная. Однако при ее практическом использовании принимают $F'=F$, что не дает большой ошибки, так как F входит только множителем.

Интересующее нас число захватов нейтронов i-м изотопом в возмущенном реакторе равно

$$a'_i=\int\frac{F'}{l'^{i}_a}dEd\Omega dV. \tag{25}$$

Здесь рассматривается общий случай, когда в возмущенном реакторе возмущено и макроскопическое сечение интересующего нас захвата.

Получим теперь формулу для a'_i-a_i. Для этого перепишем уравнение (23), прибавляя и вычитая члены

$$\int\frac{\nu\chi}{l_f}F'dE'\partial\Omega' \quad \text{и} \quad \int\frac{\nu\chi}{l_f}FdE'd\Omega':$$

$$\frac{\partial F'}{\partial s}+\frac{F'}{l'_{aifs}}-\int w'F'dE'd\Omega'+\int\left(\frac{\nu\chi}{l_f}-\frac{\nu'\chi'}{l'_f}\right)F'dE'd\Omega'+$$

$$+\int\frac{\nu\chi}{l_f}(F-F')dE'd\Omega'=\int\frac{\nu\chi}{l_f}Fd\Omega'dE'. \tag{23a}$$

При умножении уравнения (23а) на F_0^{+}, а уравнения (12) на F', вычитании одного из другого, соответствующем интегрировании и преобразовании получим

$$\int\frac{F'}{l^{i}_a}d\Omega dEdV-a_i=a'_i-a_i-\int\left(\frac{1}{l'^{i}_a}-\frac{1}{l^{i}_a}\right)F'dEd\Omega dV=$$

$$-\int\left(\frac{1}{l'_{aifs}}-\frac{1}{l_{aifs}}\right)F'F_0^{+}dEd\Omega dV+\int(w'-w)F'F_0^{+}d\Theta+$$

$$+\int\left(\frac{\nu'\chi'}{l'_f}-\frac{\nu\chi}{l_f}\right)F'F_0^{+}d\Theta+\int\frac{\nu\chi}{l_f}(F'-F)F_0^{+}d\Theta. \tag{26}$$

В этом соотношении последний член нежелателен, так как в нем F' не является множителем, а входит в разность $F'-F$. Если теперь воспользоваться парой уравнений (23а) и (17) и произвести те же операции, что и с парой уравнений (23а) и (12), и воспользоваться цепочкой равенств (21), то получим выражение для отмеченного члена

$$\int \frac{\nu\chi}{l_f}(F'-F)F_0^+ d\Theta = -\int\left(\frac{1}{l'_{aifs}}-\frac{1}{l_{aifs}}\right)F'F_1^+ d\Omega dE dV +$$
$$+\int(w'-w)F'F_1^+ d\Theta + \int\left(\frac{\nu'\chi'}{l'_f}-\frac{\nu\chi}{l_f}\right)F'F_1^+ d\Theta + \int\frac{\nu\chi}{l_f}(F'-F)F_1^+ d\Theta. \qquad (27)$$

Пользуясь парой уравнений (23а) и (18) и проделывая все то же самое, что и в предыдущем случае, получим рекуррентное соотношение

$$\int \frac{\nu\chi}{l_f}(F'-F)F_{n-1}^+ d\Theta = -\int\left(\frac{1}{l'_{aifs}}-\frac{1}{l_{aifs}}\right)F'F_n^+ d\Omega dE dV +$$
$$+\int(w'-w)F'F_n^+ d\Theta + \int\left(\frac{\nu'\chi'}{l'_f}-\frac{\nu\chi}{l_f}\right)F'F_n^+ d\Theta +$$
$$+\int\frac{\nu\chi}{l_f}(F'-F)F_n^+ d\Theta. \qquad (28)$$

Подставляя (27) в (26), получим новое соотношение, отличающееся от (26) лишь тем, что в первых трех членах правой части F_0^+ заменено на $F_0^+ + F_1^+$, а в четвертом члене F_0^+ на F_1^+. Использование соотношения (28) последовательно для n=2, 3, , ∞ приводит к тому, что F_0^+ в первых трех членах соотношения (26) заменяется на $\sum\limits_{i=0}^{\infty} F_i^+$, а в четвертом члене на $\lambda_i F_\chi^+$ в соответствии с предельным переходом (20). Необходимо отметить, что $\sum\limits_{i=0}^{\infty} F_i^+$ – бесконечная сумма конечных функций, стремящихся к F_χ^+. Но при подстановке F_χ^+ в первые три члена правой части соотношения (26) их сумма обращается в нуль (см. (24)), поэтому в формулу для $(a'_i - a_i)$ следует вместо $\sum\limits_{i=0}^{\infty} F_i^+$ подставлять $\sum\limits_{i=0}^{\infty} F_{i\,\text{ост}}^+$, где $F_{i\,\text{ост}}^+$ определяется соотношением (22а). Таким образом, окончательно

$$\delta a_i \equiv a_i' - a_i = \int\left(\frac{1}{l_a'^i} - \frac{1}{l_a^i}\right)F' d\Omega dE dV - \int\left(\frac{1}{l_{aifs}'} - \frac{1}{l_{aifs}}\right)F'\Phi^+ d\Omega dE dV +$$

$$\int(w' - w)F'\Phi^+ d\Theta \int\left(\frac{\nu'\chi'}{l_f'} - \frac{\nu\chi}{l_f}\right)F'\Phi^+ d\Theta + \frac{a_i}{Ц_{н.д}}\int\frac{\nu\chi}{l_f}(F' - F)F_\chi^+ d\Theta, \qquad (29)$$

где
$$\Phi^+ = \sum_{i=0}^{\infty} F_{i\,ост}^+ . \qquad (30)$$

Последний член в (29) все так же нежелателен для теории возмущений, которая и развивается для того, чтобы иметь возможность не определять разность $F' - F$. К счастью, при переходе к расчету изменения отношений различных процессов этот член сокращается. Рассмотрим, например, изменение коэффициента воспроизводства в реакторе на U^{238} и Pu^{239}:

$$\delta(KB) = \delta\left(\frac{a_8}{af_9}\right) = \frac{\delta a_8}{af_9} - \frac{\delta af_9}{(af_9)^2}a_8 = (KB)\left(\frac{\delta a_8}{a_8} - \frac{\delta af_9}{af_9}\right). \qquad (31)$$

Подставляя последний член формулы (29) в формулу (31) при $a_i = a_8$ и $a_i = af_9$, видим, что нежелательные члены, соответствующие a_8 и af_9, взаимно сокращаются. Следует подчеркнуть, что физический смысл имеют именно такие отношения чисел разных процессов. Действительно, не имеет смысла, например, указывать числа процессов, не указывая при этом мощности реактора; иначе говоря, любое число процессов надо отнести к числу делений в реакторе. Учитывая эти обстоятельства, можно переписать формулу (29) в окончательном виде без последнего члена

$$\delta a_i \equiv a_i' - a_i = \int\left(\frac{1}{l_a'^i} - \frac{1}{l_a^i}\right)F' d\Omega dE dV - \int\left(\frac{1}{l_{aifs}'} - \frac{1}{l_{aifs}}\right)F'\Phi^+ d\Omega dE dV +$$

$$\int(w' - w)F'\Phi^+ d\Theta + \int\left(\frac{\nu'\chi'}{l_f'} - \frac{\nu\chi}{l_f}\right)F'\Phi^+ d\Theta. \qquad (29a)$$

В большинстве случаев при использовании формулы (29а) будем полагать $F' = F$.

Заключительное обсуждение алгоритма развитой теории возмущений

Таким образом, алгоритм вычисления вариации коэффициента воспроизводства с помощью теории возмущений полностью установлен. Он сводится к следующим операциям. Решается уравнение для невозмущенного потока нейтронов (1). Решается уравнение (19) для ценности нейтронов по отношению к асимптотической мощности нейтронов. Решается уравнение (12) для ценности нейтронов выделенного цикла по отношению к захвату в этом же цикле. Необходимо найти ценности относительно радиационного захвата U^{238} и относительно суммы радиационного захвата и захвата с делением Pu^{239}. Если нас интересует коэффициент воспроизводства отдельно в активной зоне и отдельно в отражателе, то уравнение (12) надо решать два раза: один раз, принимая $1/l_a^8 = 0$ в отражателе, а другой раз, принимая $1/l_a^8 = 0$ в активной зоне. После того, как будут найдены решения уравнения, т. е. все три ценности по отношению к захвату, надо воспользоваться формулами (22) и (22а) для нахождения функций остатков $F^+_{0\,\text{ост}}$. Затем надо решить уравнения (17а), (18а), найти $F^+_{1\,\text{ост}}, F^+_{2\,\text{ост}}, \ldots, F^+_{n\,\text{ост}}$ и сложить их в соответствии с формулой (30) для получения функции ценности Φ^+, входящей в соотношение (29а). Все это делается для каждого из трех интересующих нас процессов –для радиационного захвата U^{238} в активной зоне и отражателе и для радиационного захвата и деления Pu^{239}.

Считая далее возмущенный поток равным уже найденному невозмущенному потоку, можно рассчитать по формуле (29а) любое δa_i, соответствующее изменению любых параметров. При этом, если изменены какие-либо параметры, то, прежде чем подставлять разности их новых и старых значений в формулу (29а), надо воспользоваться формулой (24) и так изменить, например, концентрацию делящегося вещества, чтобы соотношение (24) было выполнено. Полная совокупность параметров как тех, изменение которых было задано, так и тех, изменение которых получено из условия выполнения соотношения (24), подставляется в формулу (29а). Определенные по этой формуле значения δa_8 и δa_{f9} подставляются в формулу (31), по которой и находится интересующее нас изменение коэффициента воспроизводства.

В ряде случаев целесообразно подсчитать функции Φ^+, соответствующие всем процессам захвата нейтронов, существенным при рассмотрении кинетики и выгорания в реакторах. При этом можно определять и учитывать изменение средних сечений, входящих в уравнения кинетики и выгорания, изменения в зависимости от изотопного состава, не решая для каждого изотопного состава задачи о нейтронном спектре, а пользуясь формулой (29а) и заранее определенными функциями $F(\vec{r}, E, \vec{n})$ и $\Phi^+(\vec{r}, E, \vec{n})$.

Ранее упоминался коэффициент неравномерности, являющийся отношением скорости делений в точке максимального тепловыделения к средней скорости деления во всем реакторе, как величина, изменения которой целесообразно рассчитывать с помощью развитой теории возмущений. В этом случае ищутся две ценности. Первая, соответствующая уравнению (12) с микроскопическим сечением деления $1/l_f(\vec{r}, E)$ в правой части, по отношению к делениям во всем реакторе, вторая, соответствующая уравнению (12), в правой части которого лишь в интересующем нас единичном объеме стоит $1/l_f(\vec{r}, E)$, а в остальной области – нуль, по отношению к делению в точке максимальной скорости делений.

В любой из упомянутых выше задач, а также во всех других возможных задачах описанный алгоритм целесообразно использовать тогда, когда число интересующих нас изменений параметров больше числа интересующих нас величин. Так, если нас интересует влияние изменения лишь одного параметра сразу на многие величины, зависящие от потока нейтронов, то целесообразно решить задачу прямо и однажды найти возмущенный поток нейтронов.

Наиболее рационально применение развитого алгоритма в том случае, когда интерес представляет влияние возможных изменений большого числа параметров на какую-либо величину, например, на коэффициент воспроизводства [2].

В заключение следует отметить, что работа, которую надо проделать для нахождения функции ценности Φ^+ дополнительно к той работе, которая проделывается для нахождения функции ценности F_χ^+, невелика. Это ясно из того, что для нахождения $F_0^+, F_{1\,\text{ост}}^+, F_{2\,\text{ост}}^+, \ldots, F_{n\,\text{ост}}^+$ решается то же самое уравнение, что и при нахождении F_χ^+ методом последовательных приближений, а сходимость суммы $\sum_{i=0}^{n} F_{i\,\text{ост}}^+$ при $n \to \infty$ столь же быстрая, как и сходимость последовательных приближений к F_χ^+. Об этом свидетельствует все изложенное, но дополнительно можно сослаться на работу [1] и на следующий раздел, из которых можно увидеть, что последовательные $F_{n\,\text{ост}}^+$ уменьшаются с ростом n по крайней мере как $(K_2/K_1)^n$, где $K_2 < 1$ и является вторым собственным значением эффективного коэффициента размножения, а K_1 – его первое собственное значение, равное единице.

Высшие гармоники и альтернативный алгоритм

Чтобы лучше понять вопросы, касающиеся сходимости $\sum_{i=0}^{n} F_{i\,\text{ост}}^+$ при $n \to \infty$ к функции Φ^+, а также наметить альтернативный способ вычисления этой функции, введем в рассмотрение собственные функции следующих уравнений, соответствующие собственным числам K_α, причем $1 = K_1 > K_2 > \ldots > K_\nu > \ldots$:

$$+\frac{\partial F_{(\alpha)}}{\partial s} + \frac{F_{(\alpha)}}{l_{aifs}} - \int w F_{(\alpha)} dE' d\Omega' = \frac{1}{K_\alpha} \int \frac{\nu\chi}{l_f} F_{(\alpha)} dE' d\Omega'; \qquad (32)$$

$$-\frac{\partial F_{(\beta)}^+}{\partial s} + \frac{F_{(\beta)}^+}{l_{aifs}} - \int w F_{(\beta)}^+ dE' d\Omega' = \frac{1}{K_\beta} \int \frac{\nu\chi}{l_f} F_{(\beta)}^+ dE' d\Omega'. \qquad (33)$$

На эти функции налагаются определенные условия (4), (5) и (13), (14). Из (32) и (33) следует

$$\int \frac{\nu\chi}{l_f} F_{(\alpha)} F_{(\beta)}^+ d\Theta = \delta_{\alpha\beta} \int \frac{\nu\chi}{l_f} F_{(\beta)} F_{(\beta)}^+ d\Theta\,. \qquad (34)$$

В соответствии с этими обозначениями правую часть уравнения (12) можно представить в виде ряда Фурье

$$\frac{1}{l_a^i(\vec{r},E)} \to \sum_{\beta=i}^{\infty} m_\beta \int F_{(\beta)}^{+} \frac{\nu\chi}{l_f} d\Omega' dE',$$

где

$$m_\beta = \frac{\int \frac{F_{(\beta)}}{l_a^i} d\Omega dE dV}{\int \frac{\nu\chi}{l_f} F_{(\beta)} F_{(\beta)}^{+} d\Theta}. \qquad (35)$$

Легко видеть, что при этом

$$\begin{aligned} F_0^+ &= \sum_{\beta=1}^{\infty} m_\beta K_\beta F_{(\beta)}^+; \quad F_{0\,\text{ост}}^+ = \sum_{\beta=2}^{\infty} m_\beta K_\beta F_{(\beta)}^+; \\ F_1^+ &= \sum_{\beta=1}^{\infty} m_\beta K_\beta^2 F_{(\beta)}^+; \quad F_{1\,\text{ост}}^+ = \sum_{\beta=2}^{\infty} m_\beta K_\beta^2 F_{(\beta)}^+; \\ &\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\ F_n^+ &= \sum_{\beta=1}^{\infty} m_\beta K_\beta^{n+1} F_{(\beta)}^+; \; F_{n\,\text{ост}}^+ = \sum_{\beta=2}^{\infty} m_\beta K_\beta^{n+1} F_{(\beta)}^+. \end{aligned} \qquad (36)$$

$$\Phi^+ = \sum_{i=0}^{\infty} F_{i\,\text{ост}}^+ = \sum_{\beta=2}^{\infty} m_\beta \frac{K_\beta}{1-K_\beta} F_{(\beta)}^+. \qquad (37)$$

Таким образом, для Φ^+ получили явное выражение через высшие гармоники потока и ценности нейтронов. Не исключено, что использование для расчета Φ^+ выражения (37) может оказаться в некоторых случаях практичным.

На основании изложенного выше можно считать, что развитая теория возмущений естественно дополнит уже имеющийся алгоритм расчета и будет применяться так же широко, как и теория возмущений для критических параметров.

Литература

1. Усачев Л.Н. Докл. Советской делегации на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955) / В кн. «Реакторостроение и теория реакторов». М., Изд-во АН СССР, 1955, с. 251.

2. Moorhead T. The Effects of Errors in Cross-section Data on Calculation for a Large Dilute Fast Reactor. International Atomic Energy Seminar on the Physics of Fast and Intermediate Reactors. Vienna, August, 1961.

3. Кадомцев Б.Б. // Доклады АН СССР, 113, №3, 1957.

4. Марчук Г.И., Орлов В.В. Сб. «Нейтронная физика». М., Госатомиздат, 1961, с. 30.

МОГУТ ЛИ ПОНЯТЬ ДРУГ ДРУГА ЭКСПЕРИМЕНТАТОРЫ, ОЦЕНЩИКИ-КОМПИЛЯТОРЫ И ПОТРЕБИТЕЛИ ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ?*

Международное агентство по атомной энергии созывает конференции, посвященные разнообразным научным вопросам. Каждый из этих вопросов имеет существенное значение для развития ядерной энергетики. Это и вопросы технологии тепловыделяющих элементов, их стойкости в нейтронных полях и их химической переработки, это и вопросы физики реакторов, математических методов расчета, вопросы защиты и дозиметрии. Вопрос микроскопических ядерных данных, существенных для реакторов, с этой точки зрения является одним из многих. Но мне хотелось бы напомнить, что сама принципиальная возможность высвобождения ядерной энергии была выяснена в результате получения ядерных данных о существовании процесса деления ядра урана после захвата нейтрона и о вылете 2-3-х вторичных нейтронов деления. В годы зарождения ядерной энергетики знание ядерных данных было чрезвычайно существенным или даже решающим. Так, например, знание баланса нейтронов в быстрых реакторах определяло их способность к расширенному воспроизводству, ради которого и стоило начинать их разработку. Правда, о знании ядерных данных применительно к тому времени трудно говорить, скорее надо говорить об их понимании и ощущении, которые вытекали из имевшихся физических представлений о делении ядер, о радиационном захвате и рассеянии нейтронов. Экспериментальная информация была очень скудной, но именно поэтому она была особенно ценной.

По сравнению с теми временами теперь положение с ядерными данными коренным образом изменились. Количество информации чрезвычайно возросло. Однако положение еще не удовлетворительно. Состояние знаний ядерных данных не обеспечивает достаточной надежности расчетов реакторов. И это в то время, когда в различных странах мира разрабатываются и осуществляются широкие планы развития ядерной энергетики. Для обеспечения развития атомной энергетики заданной мощности планируется добыча урана, обогатительное производство, химическая переработка и другие отрасли промышленности, составляющие заметную долю в общем экономическом балансе страны.

Надежность расчетов указанных объемов производств существенно лимитируется в настоящее время неопределенностями в ядерных данных. Таким образом, развитие ядерной энергетики вызывает с настоятельной необходимостью стремление к получению максимальной точности ядерных данных.

Деятельность по уточнению ядерных данных складывается из трех этапов: из их измерения, из сбора, оценки и выработки значений, рекомендуемых для расчета реакторов, и проверки их на расчетах макроскопических реакторных экспериментов. Это весьма широкое поле деятельности, которое требует разделения труда и специализации. Успех такой комплексной работы определяется как достижениями в каждой из специализированных областей, так и эффективной взаимосвязью между ними. Однако эти два условия противоречивы. Специализация, кроме все больших

---

* Доклад на Международной конференции «Ядерные данные для реакторов», Париж, 1967.

и больших достижений в каждой из областей, ведет к тому, что специалисты утрачивают понимание работы соседа, проблем, которые перед ним стоят, утрачивают общий язык. Эффективная взаимосвязь при этом становится затруднительной.

К сожалению, мы часто являемся свидетелями того, что экспериментаторы не извлекают из своего эксперимента информации, которая чрезвычайно полезна для потребителей. Например, физики, работающие на селекторах, обычно прекращают свои измерения, как только их аппаратура перестает разрешать отдельные резонансы. Потребители теряют весьма нужную информацию о средних сечениях в районе от одного килоэлектронвольта до нескольких десятков килоэлектронвольт. Но в этом виноваты и сами потребители, которые, не понимая возможностей эксперимента, не ставят соответствующих задач.

Не задумываясь о том, где и как будут использованы получаемые ими данные, экспериментаторы часто не указывают в своих статьях некоторых деталей проведения эксперимента и его обработки. Но без этих деталей оценщик-компилятор не может сравнить результаты разных работ.

Цель, ради которой все присутствующие собрались в этом зале, по мысли инициаторов и организаторов конференции, состоит в улучшении взаимопонимания физиков-ядерщиков, измеряющих микроскопические ядерные данные, физиков, оценивающих эти данные и вырабатывающих рекомендуемые для расчета реакторов значения этих величин, и физиков-реакторщиков и проектировщиков, которые используют рекомендованные значения для расчета реакторов, а также ведут макроскопические эксперименты с критическими сборками и реакторами.

Работа этих трех групп ученых имеет единую конечную цель – обеспечение все большей надежности и точности ядерно-физических расчетов реакторов. Но общность конечной цели сама по себе еще далеко не обеспечивает взаимопонимания, поскольку у указанных групп ученых объективно разное положение и отношение к точности ядерных данных. Если реакторщики справедливо требуют точности в пределах процента для расчета характеристик реакторов, что ведет к требованиям примерно такой же точности для основных микроскопических ядерных данных, то ядерщики-экспериментаторы справедливо сетуют на чрезмерность этих требований, скептически относясь к возможности современного эксперимента в отношении достижения такой точности.

Дело в том, что, несмотря на большие усилия и успехи физиков-экспериментаторов в развитии экспериментальных методик, часто значения одной и той же величины, полученные наиболее совершенными методами и наиболее компетентными авторами, отличаются одно от другого значительно больше указанных авторами ошибок. Это свидетельствует о наличии каких-то систематических ошибок, природа которых пока не понятна. Поэтому истинную точность результатов характеризует не ошибка, указываемая самими авторами, а разброс между результатами различных авторов.

Неудовлетворительное положение с микроскопическими ядерными данными уже отмечалось на конференции по технологии нейтронных сечений в Вашингтоне в марте этого года, на Лондонской конференции по быстрым реакторам в мае этого года. Чтобы еще раз наглядно убедиться в неудовлетворительности положения, возьмем для примера некоторые ядерные данные, важные для реакторов на быстрых нейтронах. Так, например, если воспользоваться последней компиляцией BNL-325 [1], то можно убедиться, что для сечения захвата урана-238 имеет место разброс точек относительно рекомендованной кривой на 20 % вверх и вниз. В области ниже 150 кэВ имеется разброс того же порядка. Интересно отметить, что последние данные Уайта и других [2], отличаются от остальных особенно резко.

Разброс в сечении деления урана-235 составляет ~5 % в районе 500 кэВ и увеличивается до 15 % в области ниже 100 кэВ.

До недавнего времени существовало убеждение, что значения $\bar{\nu}$ в тепловой области известны с точностью 0,5 %. В недавней работе Колвина и Соурби [3], значение среднего числа вторичных нейтронов при спонтанном делении калифорния-252 оказалось ниже примерно на 2 % использовавшегося ранее средневзвешенного значения. Такое же двухпроцентное изменение относится и ко всем другим делящимся изотопам, поскольку $\bar{\nu}$ калифорния используется в качестве стандарта. Если при этом иметь в виду большой разброс значений, даваемых разными авторами в относительном ходе кривой $\bar{\nu}(E)$ в зависимости от энергии падающих нейтронов, то оценка неопределенности ~2 % весьма оптимистична.

Поговорим теперь об ученых, оценивающих ядерные данные с точки зрения использования этих данных при расчетах реакторов. Они должны рекомендовать реакторщикам совершенно определенные значения всех величин, несмотря на весьма большие неопределенности в экспериментальных данных. И самое интересное то, что в ряде случаев это удается весьма успешно делать. Так, удивительно хороша точность расчетов реакторов на быстрых нейтронах, состоящих, в основном, из урана-235 и урана-238, если пользоваться 26-групповой системой констант, разработанной еще в 1962–1963 гг. в СССР под руководством покойного профессора И.И. Бондаренко [4]. В то время не было еще возможности проверить эту систему констант на больших критических сборках. Тем не менее широкий набор сборок ZPR-Ш [5] и сборок БФС [6] описывается этой системой констант с завышением $k_{эф}$ в среднем на 1,5 %, но не более 3 % [7]. И это несмотря на то, что отмеченные выше неопределенности в микроскопических ядерных данных, существующие в настоящее время, не говоря уже о неопределенностях, имевшихся в 1962 году, должны были бы приводить к неточности в $k_{эф}$ не мене 10–15 %. С первого взгляда это явление представляется случайной удачей. Однако причину столь удовлетворительного согласия можно понять, если вспомнить, что выбираемые значения сечений проверялись на ряде макроскопических опытов. Это были специально проведенные с большой точностью опыты по распределению чисел захвата и деления в блоках обедненного урана. Таким образом, относительные величины сечений, которые, в основном, и определяют баланс нейтронов и, следовательно, эффективный коэффициент размножения, оказались выбранными правильно. Из этого примера видна очень большая роль разумно поставленных макроскопических экспериментов и учета их результатов при выборе величин, рекомендуемых для расчета ядерных реакторов. Это яркий пример так называемой обратной связи результатов макроскопических опытов с микроскопическими сечениями.

Вместе с тем надо отметить, что использование указанной системы констант для расчета некоторых других реакторных параметров не дает столь точного согласия. Например, расчет времени жизни мгновенных нейтронов меньше экспериментального в среднем на 20 %. В этом, по моему мнению, повинно то обстоятельство, что до измерения времени жизни не было проведено какого-либо макроскопического эксперимента, результаты которого сильно зависели бы от абсолютных значений сечений уран-235 и урана-238. Поэтому абсолютные значения этих сечений, выбранные на основе неточных микроскопических данных, могли оказаться отличающимися от действительных.

Какой же вклад могут внести реакторщики в дело взаимопонимания, в дело выбора таких значений констант, которые будут описывать все процессы в реакторах с достаточной точностью? Конечно, во-первых, они должны продолжать предъявлять свои суровые требования к точности микроэксперимента. Но наряду с этим они должны вместе с оценщиками обеспечить постоянную обратную связь между результатами реакторных и других макроскопических экспериментов с микроконстантами.

Реакторщики получают информацию об интегральных экспериментах, которые могут быть сделаны с хорошей статистической точностью. Конечно, в каждом реакторном эксперименте есть свои специфические особенности, неправильная интерпретация которых может привести к систематической ошибке. При анализе экспериментов требуется введение ряда поправок, например, на изломанный характер поверхности сборки, гетерогенность, несферичность формы и т. д. Только после введения этих поправок может быть проведено сравнение с расчетом, обычно идеализированным. Для того, чтобы результаты таких экспериментов могли непосредственно влиять на выбор рекомендованных значений ядерных данных, результаты расчета этого эксперимента надо представить в таком виде, чтобы можно было просто оценить, как влияет то или иное изменение констант на значения измеренных величин.

Такую возможность дает, например, теория возмущений, развиваемая нами с 1963 года [8]. В соответствии с этой теорией относительное изменение любого измеряемого параметра, например, отношения чисел процессов, реактивностей образцов, времени жизни мгновенных нейтронов, может быть линейно выражено через относительные изменения констант. Вычислив однажды коэффициенты линейной связи для каждой сборки и для всех измеренных на ней характеристик, можно проводить эффективную и целенаправленную работу по улучшению рекомендованных значений констант, добиваясь наилучшего согласия экспериментальных и расчётных характеристик всех имеющихся сборок.

Пример такого рода работ представлен нами на данную конференцию [9], и там показано, как результаты макроскопического эксперимента по времени жизни мгновенных нейтронов и по критичности реактора, выступают в поддержку наметившейся тенденции изменения микроскопических данных.

С использованием техники теории возмущений «обратная связь» станет регулярно действующей, и сложный язык этой связи будет переведён самими реакторщиками на общепонятный и простой язык линейного соотношения, в коэффициентах которого учтены все реакторные тонкости.

Уже отмечалось, что состояние сведений о микроскопических ядерных данных сейчас таково, что использование обратной связи может существенно повлиять на выбор рекомендуемых значений. Но нашей целью должно являться достижение такого положения, когда обратная связь уже не будет требовать изменения тех величин, которые получены из микроэксперимента. Но для этого мы должны будем научиться измерять микроскопические сечения с точностью в несколько процентов, а иногда и с более высокой. Необходимым условием будет являться полное согласие результатов измерений одной и той же величины, выполненных разными методиками и авторами. Иными словами, надо добиться отсутствия систематических ошибок в экспериментах. Предполагается, конечно, соответствующая точность и со стороны реакторщиков.

Окончательный результат этой деятельности должен состоять в избавлении от дорогостоящей необходимости собирать модели реакторов, а также в избавлении от ещё более дорогостоящих ошибок в расчёте времени кампании, изотопного состава и других характеристик реактора, самым решающим образом влияющих на его экономические показатели. Определять время кампании каждого нового типа или модификации реактора лишь после того, как эта кампания действительно будет отработана – это слишком дорогая плата за неточность ядерных данных. Надёжность рассмотрения вопросов динамики реактора, тесно связанных с его безопасностью, также определяется надёжностью и точностью ядерных данных. Конечно, надо ещё раз подчеркнуть, что в этих рассуждениях предполагается одновременный прогресс и в методах и в теории расчёта реакторов, учитывающих реальную геометрию и различные другие реакторные эффекты, например, эффект резонансной блокировки. В уточнении ядерных данных заинтересована и ядерная физика.

Уточнение всей совокупности сечений каждого элемента несомненно уточнят и физические представления о природе ядерных реакций, происходящих под действием нейтронов, и о структуре ядра вообще. Хорошо известны примеры в науке, когда уточнения данных приводило не только к лишним знакам после запятой, но и к качественно новым результатам. У нас нет основания отбросить такую надежду в отношении обсуждаемой области науки. В то же время, несомненно, что интерес к прецизионным и надёжным измерениям со стороны ядерной физики существенно повысит энтузиазм и тщательность работы физиков-экспериментаторов, измеряющих ядерные данные для реакторов.

Мне хотелось бы привести пример, в котором интерес со стороны исследования механизма явления стимулировал проведение особо тщательных измерений, давших свои результаты в первую очередь для потребителей-реакторщиков.

Это – работа, выполняемая в Обнинске по измерению энергетического хода числа вторичных нейтронов для урана-235 и урана-238 в зависимости от энергии нейтрона, вызывающего деление. Благодаря тому, что эта зависимость была поставлена в связь с каналовыми эффектами деления, она исследовалась со всевозможной скрупулезностью.

Наряду с измерениями $\bar{\nu}$ измерялась средняя кинетическая энергия осколков, их массовые и энергетические распределения. Такая комплексность исследования, направленная на выяснение механизма явления, повышает надежность результатов [11, 12].

Существенную роль в развитии интереса к комплексному изучению явления могут сыграть теоретики-ядерщики. По-моему, надо преодолеть имеющейся скептицизм в отношении возможностей теории. Конечно, не все согласятся с тем, что теория может дать количественные предсказания. Однако все должны согласиться с тем, что в тесном содружестве с экспериментом, стимулируя его, она может дать весьма ценные результаты. Хотя здесь надо предостеречь от гипнотизирующего влияния теоретических представлений на экспериментатора и через него на результаты эксперимента. Такое влияние – это главная и единственная опасность, могущая проистечь от указанного сотрудничества. В этом отношении у экспериментаторов должен сохраняться скептицизм. Но я думаю, что эта опасность не очень велика, поскольку, как гласит известная шутка, теоретик отличается от экспериментатора тем, что никто не верит результатам теоретика, кроме него самого, в то время как результатам экспериментатора верят все, за исключением самого автора.

Несмотря ни на что, оценщики все же пользуются услугами теоретиков. Использование оптической модели для интерполяций и экстраполяций в неисследованные области энергий и масс полных сечений и угловых распределений упруго рассеянных нейтронов хорошо известно. Можно констатировать также прогресс в развитии систематики плотности уровней [13], который позволяет надеяться, в частности, на увеличение точности предсказаний сечений радиационного захвата. Возможность такого предсказания особенно ценна в отношении сечений захвата нейтронов осколками деления, так как непосредственные измерения с ними весьма затруднены.

Одна из основных причин выделения промежуточной специализации оценщиков-компиляторов – это быстрое возрастание объемов экспериментальной информации, необходимость ее осмысливания и переработки. Проблема обработки больших объемов информации сейчас начинает успешно решаться применением электронных вычислителей для хранения и переработки данных. В настоящее время известны две системы хранения и переработки данных. Одна из них, разработанная в Брукхэвенском Σ-центре система СЦИСРС, обращена лицом к микроскопическому эксперименту, она хранит и перерабатывает первоначальные экспериментальные данные. Другая известная система, разработанная в Англии, обращена лицом к реакторным расчетам и содержит рекомендуемые для расчета кривые. В промежутке между этими двумя системами лежит труд оценщика, еще не механизированный.

Доктор Паркер на Вашингтонской конференции по технологии нейтронных сечений в [14] выразил убеждение, что этот труд можно механизировать, так как если процедура выбора рекомендованных сечений логична, то она поддается программированию, а если нелогична, то ее и не стоит проводить. Кроме того преимущества, что каждая новая информация о сечениях может быть оперативно учтена, имеется еще одно – полное избавление от субъективизма при выборе рекомендованных значений, поскольку алгоритм выбора может быть предварительно широко обсужден.

Замечу, что, по-моему, этот будущий алгоритм должен включать как составную часть использование описанной выше техники теории возмущений. В процессе создания и обсуждения такого алгоритма, который надо будет объяснить электронному вычислителю, и поэтому он должен быть ясным и логичным, его создатели, среди которых должны быть представители всех специализаций, вынуждены будут найти общий язык.

Я надеюсь, что из всего сказанного видна реальная база взаимопонимания между физиками-экспериментаторами, оценщиками и потребителями-реакторщиками. Ясно также и то, что для реального его достижения надо много поработать как на этой конференции, так в течение длительного периода после нее.

Литература

1. Neutron Cross Sections, BNL-325, Suppl. №2, Vol. III, 1965.
2. White P.H., Hodgkinson G.I. Physics and Chemistry of Fission, Proc. Symp. Salzburg, 22-26 March 1965, Vienna 1 (1965) 219.
3. Colvin D.W., Sowerby M.G. Physics and Chemistry of Fission, Proc. Symp. Salzburg, 22-26 March 1965, Vienna 2 (1965) 25.
4. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Бондаренко И.И., Николаев М.Н. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. Атомиздат, 1964.
5. Davey W.G., Nucl. Sci. and Enigng.19 (1964) 259.
6. Лейпунский А.И. и др. Доклад на III Женевской конференции. Proc. 3d UN Int. Conf. PUAE 4 (1965) 377.
7. Базазянц Н.О., Зарицкий С.М., Троянов М.Ф. Бюллетень информационного центра по ядерным данным. Атомиздат, 1965. Вып. II, с. 247.
8. Усачев Л.Н. Атомная энергия, декабрь (1963).
   Абагян А.А., Дружинина Г.И., Дубинин А.А., Зарицкий С.М., Орлов В.В., Пупко В.Я., Суворов А.П., Усачев Л.Н., Федоренко Р.П., Proc. 3d UN Int. Conf. PUAE 4 (1965) 359.
   Усачев Л.Н., Зарицкий С.М., Бюллетень Информационного центра по ядерным данным. Атомиздат, 1965. Вып. II, с.242.
   Лейпунский А.И. и др. Экспериментальные и теоретические исследования по физике быстрых реакторов. Доклад на Конференции по быстрым реакторам-размножителям. Лондон, 17-19 мая 1966 г.
9. Усачев Л.Н., Зарицкий С.М. Точность расчета характеристик реакторов в зависимости от точности элементарных констант. См. это изд. Т.2, CN-23/94.
10. Беланова Т.С., Ваньков А.А., Миайлус Ф.Ф., Стависский Ю.Я. См. это изд. т.2, CN-23/96.
11. Blymkina Yu.A., Bondarenko I.I., Kuznetsov V.F., Nesterov V.G., Okolovitch V.N., Smirenkin G.N., Usachev L.N. Nucl. Phys., 52, (1964), 648.
    Прохорова Л.И., Смиренкин Г.Н. Каналовые эффекты в энергетической зависимости $\bar{\nu}$ для U-235 и Th-232. См. это изд., т.2, CN-23/95.
    Кузнецов В.Ф., Смиренкин Г.Н. Тонкая структура в энергетической зависимости $\bar{\nu}$ для U-233 и U-235 при делении нейтронами ниже 1 МэВ. См. это изд. т.2, CN-23/97.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА И ОБОБЩЕННАЯ ТЕОРИЯ ВОЗМУЩЕНИЙ – ЭФФЕКТИВНЫЙ ПОДХОД К ИССЛЕДОВАНИЮ ФИЗИКИ РЕАКТОРОВ*

Часть 1.
Последовательное планирование интегральных экспериментов и эффективный метод подгонки констант с учетом корреляции погрешностей совокупности микроскопических измерений

Введение

Обобщенная теория возмущений дает линейное выражение для относительной вариации любого реакторного параметра через относительные вариации ядерных данных и концентрации веществ [1]. Наличие такой линейной связи, или, как говорят, линейной функции отклика величины реактора на возмущение микроконстант, позволяет использовать развитые к настоящему времени в математической теории эксперимента эффективные методы для решения ряда задач расчетной и экспериментальной физики реакторов. С точки зрения математической теории эксперимента, измерение любой характеристики реактора можно рассматривать как косвенное измерение ядерных констант. В рамках такого рассмотрения можно использовать совокупность микроскопических и интегральных измерений для предсказания параметров проектируемого реактора и дисперсии этих параметров. Основная расчетная трудность этого рассмотрения – необходимость обращения матрицы, порядок которой равен числу ядерных параметров и доходит в существующих работах до четырехсот, преодолена в настоящей работе. Это позволяет реализацию алгоритма на ЭВМ малой мощности. Информативность любого эксперимента, определяемая с точки зрения его вклада в уточнение предсказаний интересующих нас величин, может и должна быть проверена до его фактического проведения по алгоритму, изложенному в данной работе. Это позволит существенно повысить эффективность дорогостоящих экспериментов на критсборках. Обычные оценки, следующие из разнообразных конкретных применений теории планирования эксперимента, указывают на повышение эффективности эксперимента в 3–5 раз. Эта оценка подтверждается в данной работе на основе анализа информативности ряда проведенных интегральных экспериментов.

А. Существующие методы подгонки групповых параметров на основе совокупности интегральных и дифференциальных измерений

Превосходный обзор работ по использованию совокупности микроскопических и интегральных экспериментов для подгонки групповых констант и для предсказания свойств реактора с вычисляемой точностью содержится в работе Кэмпбелла и Роулэндса [5]. Поэтому в данном параграфе, не рассматривая теории вопроса, для введения основных понятий мы будем следовать работе Роулэндса и Макдуголла [2], однако метод учета корреляций погрешностей в ядерных данных мы возьмем из нашей работы по планиро-

* Вопросы атомной науки и техники. Сер. «Ядерные константы», 1972, вып. 10, с. 3.

ванию оптимальной совокупности дифференциальных измерений и оценок [8]. Учет корреляций погрешностей основан на разбиении относительной погрешности на компоненты, различающиеся корреляционными свойствами. В соответствии с принятой простой моделью таких компонент три. Первая компонента является полностью некоррелированной. К этой компоненте относится статистическая ошибка. Вторая компонента погрешности, обусловленная систематической ошибкой измерения, например, зависимости сечения от энергии, считается полностью скоррелированной в некотором энергетическом интервале, называемом корреляционным. Эту компоненту погрешности можно назвать погрешностью в нормировке кривой.

Третья компонента погрешности рассматриваемой величины проистекает от применения при измерениях стандарта, погрешность в значении которого переносится на рассматриваемую величину и составляет эту третью компоненту. Ясно, что эта компонента погрешности является одинаковой для различных величин, измеряемых по отношению к одному и тому же стандарту.

Чувствительность значения реакторного параметра к вариациям компонент первого типа определяется величинами $Z_l = S_{\alpha ij}$, где $S_{\alpha ij}$ – коэффициенты соотношения теории возмущений.

$$\delta C / C = \sum_{\alpha ij} S_{\alpha ij} \left(\delta\sigma / \sigma\right)_{\alpha ij}, \tag{1}$$

α – индекс изотопа, i – индекс процесса, j – индекс энергетической группы.

Чувствительность к вариациям компонент второго типа определяется величинами:

$$\mathrm{Z}_l = \sum_{j=n}^{m} S_{\alpha ij},$$

где n и m – номера первой и последней группы корреляционного интервала, и наконец, чувствительность к вариациям компонент третьего типа определяется величинами:

$$\mathrm{Z}_l = \sum_{\alpha}\sum_{i}\sum_{j} S_{\alpha ij}.$$

Суммирование по i и α ведется по тем процессам и изотопам, соответственно, при измерении которых используется данный стандарт.

Величины компонент погрешности, перечисленные выше, являются статистически независящими, и ковариационная матрица такого набора измерений и оценок будет диагональной. По определению в математической теории эксперимента такая процедура эквивалентна построению ортогонального плана набора дифференциальных измерений и оценок.

Задачи подгонки групповых констант сводится к нахождению поправок к сечениям $f_x=(\delta\sigma/\sigma)_x$, минимизирующих функционал:

$$\mathrm{L} = \sum_{x=1}^{N_1} f_x^2 / g_x^2 + \sum_{I=1}^{N_0}\left(\frac{E_I - C_I'}{C_I}\right) / e_I^2, \tag{2}$$

где e_I и g_x – точности интегральных и дифференциальных измерений соответственно, N_1 – число независимых компонент погрешности в дифференциальных измерениях, N_0 – число интегральных измерений, C_I – расчетное значение интегральной характеристики I, E_I – экспериментально измеренное значение этой характеристики;

$$C_I' = C_I\left(1 + \sum Z_I f_x\right),$$

Z – коэффициенты чувствительности, определенные выше. Здесь и ниже под коэффициентом чувствительности мы будем понимать не просто коэффициенты соотношения (1), а коэффициенты, учитывающие корреляционные свойства компонент. Нахождение минимума (2) сводится к решению системы линейных уравнений:

$$\mathbf{M} \cdot f = \mathbf{Y}. \tag{3}$$

$\mathbf{M}$ – информационная матрица Фишера, зависящая от коэффициентов теории возмущений и точности измерений.

$$\mathbf{M}_{ij} = \sum Z_{Ii} Z_{Ij} / e_I^2 + \delta_{ij} / g_i^2, \tag{4}$$

δ_{ij} – символ Кронекера.

$$\mathbf{Y}_i = \sum_I \left[\frac{(E_I - C_I)}{C_I} \cdot \frac{1}{e_I^2} \cdot Z_{Ii}^T\right]. \tag{5}$$

Решением системы (3) является вектор:

$$f = \mathbf{M}^{-1} \cdot \mathbf{Y} = \mathbf{D}_{N_0} \mathbf{Y}. \tag{6}$$

Матрица $\mathbf{D}_{N_0}$ называется ковариационной матрицей набора N_0 измерений. Смещение расчетного значения R реакторного параметра относительно его первоначального значения, вызванное использованием результатов совокупности интегральных экспериментов, запишется как:

$$\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_{N_0} = Z^R \cdot f = Z^R \mathbf{D}_{N_0} \mathbf{Y}. \tag{7}$$

Z^R – коэффициенты чувствительности параметра.

Дисперсия предсказания этого параметра на основе данной совокупности измерений определяется величиной δ_{N_0}:

$$\delta_{N_0}^2 = Z^R \mathbf{D}_{N_0} Z^{RT}. \tag{8}$$

Таким образом, при решении данной задачи мы сталкиваемся с несколькими трудностями: во-первых, приходится обращать матрицу $\mathbf{M}$ высокого порядка, так как число констант, от которых зависит интегральный параметр, очень велико. В работе [5] оно достигает 200. Мы же в работе [6] могли достичь только 53 ввиду малой мощности ЭВМ. На основе изложенных выше идей невозможно так же исследовать вопрос о том, какого типа эксперименты следует проводить для уточнения данного реакторного параметра. Указанные недостатки изложенного подхода удается преодолеть, используя идеи последовательного планирования эксперимента.

B. Методы последовательного планирования эксперимента в применении к физике реакторов

Реализация этих идей позволяет проводить последовательный анализ каждого нового эксперимента с точки зрения его информативности по отношению к предшествующему набору. Для этого требуется выразить ковариационную матрицу набора (N_0+1) измерений через ковариационную матрицу N_0 измерений. Как мы знаем из [7], это было сделано Боксом и Хантером.

Информационная матрица набора N_0 измерений $\mathbf{M}(N_0)$ имеет вид:

$$\mathbf{M}_{\alpha\beta} = \sum_{i=1}^{N_0} w_i Z_{i\alpha} Z_{i\beta},$$

w_i – статвес i-го измерения $w_i = 1/e_i^2$; $Z_{i\alpha}$ – коэффициенты чувствительности этого измерения.

При добавлении нового эксперимента со статвесом w и коэффициентом чувствительности G:

$$\mathbf{M}(N_0+1) = \sum_{i=1}^{N_0} w_i Z_i Z_i^T + wGG^T = \mathbf{M}(N_0) + wGG^T.$$

Ковариационная матрица $\mathbf{D}(N_0+1)$ теперь запишется:

$$\mathbf{D}(N_0+1) = \left[\mathbf{M}(N_0+1)\right]^{-1} = \left[\mathbf{D}^{-1}(N_0) + wGG^T\right]^{-1}. \quad (9)$$

Эту формулу, как показано в [7, с. 6], можно преобразовать к виду:

$$\mathbf{D}(N_0+1) = \left(I - \frac{w\mathbf{D}(N_0)GG^T}{1 + wG\mathbf{D}(N_0)G^T}\right)\mathbf{D}(N_0). \quad (10)$$

Кроме того,

$$\mathbf{Y}(N_0+1) = \mathbf{Y}(N_0) + \left(\frac{E-C}{C}\right)wG^T. \quad (11)$$

Вектор смещений групповых параметров:

$$f(N_0+1) = \mathbf{D}(N_0+1)\mathbf{Y}(N_0+1). \quad (12)$$

1. Новый метод подгонки групповых параметров на основе совокупного использования дифференциальных и интегральных экспериментов

Формула (10) является рекуррентным соотношением для ковариационной матрицы. Наше предложение состоит в том, чтобы начать рассмотрение со всей совокупности дифференциальных измерений, информационная матрица для которых диагональна и поэтому ковариационная матрица может быть без труда получена. Дальнейшее последовательное добавление по одному интегральному эксперименту с использованием формулы (10) позволяет получить ковариационную матрицу любого набора интегральных измерений вместе с дифференциальным путем простого перемножения матриц. Благодаря отсутствию операции обращения матрицы снимается ограничение на число параметров. При этом легко проследить за информативностью каждого эксперимента, которую естественно определить как вклад в уменьшение дисперсии расчетного предсказания реакторного параметра.

Надо заметить, что даже для совокупности чисто дифференциальных измерений, если не разбить погрешность на компоненты с разными корреляционными свойствами и не перейти от коэффициентов S к Z, имеют место корреляции между различными величинами, вытекающие из методов измерений и возможных систематических ошибок, что должно привести к нарушению диагональности ковариационной матрицы.

Таким образом, если не произвести выбора ортогонального плана для микроскопических измерений, то было бы невозможно осуществить изложенный выше метод.

Кроме того, поскольку мы можем записать аналитическое выражение для зависимости точности предсказания реакторного параметра от точности нового интегрального эксперимента, оказывается возможным еще до реальной постановки эксперимента сделать заключение об его информативности и сформулировать требования к точности измерений. Единственной необходимой информацией для этого являются коэффициенты чувствительности.

2. Исследование информативности интегральных экспериментов

Из формул (10) и (11) можно получить очень интересные соотношения для смещения значения предсказываемого реакторного параметра благодаря N_0+1 измерению

$$\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_{N_0+1} = Z^R\mathbf{D}(N_0+1)\mathbf{Y}(N_0+1) =$$

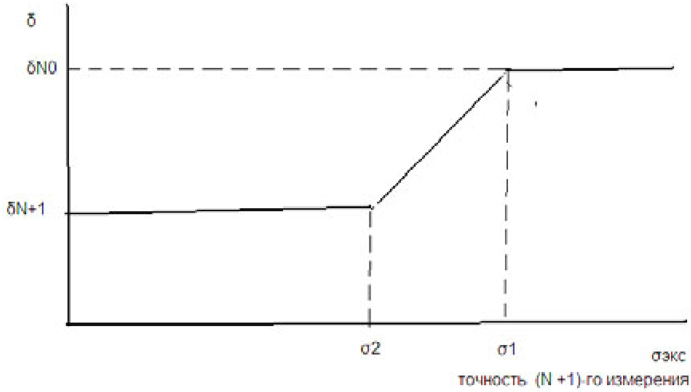
$$= \frac{\Delta R}{R}N_0 + \frac{\varpi Z^R\mathbf{D}(N_0)G^T}{1+\varpi G\mathbf{D}(N_0)G^T}\left(\frac{E-C}{C}\right) - \frac{\varpi Z^R\mathbf{D}(N_0)G^T G\mathbf{D}(N_0)\mathbf{Y}(N_0)}{1+\varpi G\mathbf{D}(N_0)G^T}. \qquad (13)$$

Здесь E и C – измеренное и расчётное значения N_0+1 эксперимента. Такая запись позволяет выделить ту часть смещения, которая зависит от $(E–C)/C$.

Из формул (10) и (8) получается выражение для изменения дисперсии предсказываемого реакторного параметра.

$$\delta^2_{N_0+1} = \delta^2_{N_0} - \frac{\varpi Z^R\mathbf{D}(N_0)G^T G\mathbf{D}(N_0)Z^{RT}}{1+\varpi G\mathbf{D}(N_0)G^T}. \qquad (14)$$

Из формулы (14) очевидна простая аналитическая зависимость точности предсказаний от точности нового интегрального эксперимента в самом общем случае. Эта зависимость имеет вид:



Для конкретных расчетов необходимо четко сформулировать цель, которую преследует данный эксперимент или набор экспериментов и проанализировать, насколько эффективно они приводят к поставленной цели. Вполне может оказаться, что достижимая точность эксперимента лежит правее границы σ_1 и тогда дальнейшее увеличение точности эксперимента не имеет смысла. Необходимо также исследовать информативность данного типа эксперимента, которую мы определяем как величину уточнения $\Delta = \delta_{N_0} - \delta_{N_0+1}$ в пределе бесконечно малых ошибок измерений в данном эксперименте. Под типом эксперимента мы понимаем измеряемую величину, композицию сборки и т. д. Информативность эксперимента может оказаться недостаточной, чтобы оправдать значительные затраты на эксперимент.

Для иллюстрации высказанных положений приведем результаты расчетов информативности экспериментов на ZPR–III по отношению к $k_{эф}$. БН-600 (табл. 1). В таблице δ_1 – точность расчета $k_{эф}$ БН-600 на основе только дифференциальных измерений (диагональная ковариационная матрица). δ_2 – точность расчета $k_{эф}$ БН-600 на основе предыдущего набора дифференциальных измерений и соответствующего интегрального эксперимента, проделанного с «бесконечной» (т. е. лучше σ_2) точностью. Величина δ_2 характеризует информативность эксперимента.

Величины σ_1 и σ_2 соответствуют обозначениям на рисунке. Все величины даны в процентах.

В таблице 2 приведены результаты расчетов для случая, когда эксперименты анализируются последовательно и включаются в ковариационную матрицу с точностью $\sigma_{экс}$.

Из таблицы 2 видно, что уточнение $k_{эф}$ БН-600, даваемое 5-ю экспериментами по $k_{эф}$, почти такое же как и по первым 2-м экспериментам и не сильно отличается от уточнения, даваемого одним экспериментом по $k_{эф}$ на ZPR–III–29, хотя по отдельности все эти эксперименты дают существенное уточнение (таблица 1). Дальнейшего увеличения точности $k_{эф}$ БН-600 трудно добиться экспериментами по $k_{эф}$ на сборках, необходимо привлекать эксперименты иного типа, такие как реактивности образцов, время жизни.

Таблица 1

№ сборки	Тип эксперимента	δ_1	δ_2	σ_1	σ_2
25	$k_{эф}$	2,42	2,30	5,0	0,5
23	$k_{эф}$	2,42	1,6	5,0	0,5
2a	$k_{эф}$	2,42	1,6	5,0	0,5
35	$k_{эф}$	2,42	1,2	5,0	0,5
30	$k_{эф}$	2,42	1,2	5,0	0,5
29	$k_{эф}$	2,42	1,0	5,0	0,5
29	l	2,42	2,31	8,0	0,7
11	l	2,42	2,38	8,0	0,7
11	Δk_8	2,42	1,8	20,0	2,0
29	Δk_8	2,42	1,8	20,0	2,0
25	Δk_8	2,42	1,8	20,0	2,0
25	Δk_5	2,42	2,4	-	-
29	Δk_5	2,42	2,38	20	2
11	Δk_5	2,42	2,39	20	2
29	$\bar{\sigma}_8 / \bar{\sigma}_9$	2,42	2,4	6,0	0,6
29	$\bar{\sigma}_5 / \bar{\sigma}_9$	2,42	2,1	8,0	0,7

Таблица 2

№ п/п	№ сборки	Тип эксперимента	δ_1	δ_2	$\sigma_{экс}$
1	25	$k_{эф}$	2,42	2,3	0,5
2	29	$k_{эф}$	2,3	0,93	0,5
3	23	$k_{эф}$	1,06	1,055	0,5
4	2A	$k_{эф}$	1,055	1,043	0,5
5	35	$k_{эф}$	1,049	0,94	0,5
6	25	Δk_8	0,988	0,979	5,0
7	29	Δk_8	0,983	0,929	5,0
8	11	Δk_8	0,948	0,929	5,0
9	29	Δk_5	0,942	0,90	5,0
10	25	Δk_5	0,940	0,68	5,0
11	29	l	0,920	0,82	7,0
12	25	l	0,910	0,66	7,0
13	29	Δk_5	0,88	0,56	2,0
14	11	$\bar{\sigma}_8 / \bar{\sigma}_9$	0,65	0,62	5,0
15	29	$\bar{\sigma}_5 / \bar{\sigma}_9$	0,63	0,62	0,5

Уже из приведенных результатов расчетов следует, что целесообразнее проводить не однотипные эксперименты на большом числе композиций, а выбрав наиболее информативную сборку детально изучать различные реакторные функционалы, предварительно определяя их информативность по отношению к существующему набору экспериментов и оптимальную точность, с которой необходимо измерять этот функционал.

В таблице 2 δ_1 – точность расчета $k_{эф}$ БН-600 на основе всего предшествующего набора экспериментов, δ_2 – точность расчета $k_{эф}$ на основе предшествующего набора + данный эксперимент при бесконечно малой ошибке измерения; эксперименты добавляются в ковариационную матрицу, причем считается, что они проделаны с точностью $\sigma_{экс}$.

Литература

1. Усачев Л.Н. Атомная энергия, 15, 472, (1963);
   Усачев Л.Н., Зарицкий С.М. Бюллетень Центра по ядерным данным. Вып. 2. – М., Атомиздат, 1965, с. 242;
   Зарицкий С.М. Бюллетень ЦЯД. Вып. 6. – Атомиздат, 1969, с. 289.
2. Роулэндс Ж., Макдогел Ж. Физика проектирования и производства быстрых реакторов. – BNES, Лондон, 1969.
3. Баррэ Ж., Равье Ж. Физика быстрых реакторов / Конференция МАГАТЭ, Карлсруэ, 1968.
4. Гандини и др. Сравнение экспериментальных и теоретических значений характеристик быстрых критических сборок. ANL, 7320 (1966).
5. Campbell C.G., Rowlands J.L. The Relationship of Microscopic and Intergral data. / Int. Conf. Nuclear data for Reactor, IAEA, Helsinki, 1970.
6. Усачев Л.Н., Бобков Ю.Г. О совокупном использовании результатов интегральных и дифференциальных измерений в проблеме ядерных данных для реакторов: Доклад на совещании по нейтронной физике для реакторов. – Киев, 1971.
7. Новые идеи планирования экспериментов. / Под ред. Налимова В.В. – М.: Наука, 1970.
8. Усачев Л.Н., Бобков Ю.Г. Планирование совокупности микроскопических измерений и оценок, обеспечивающее заданную точность расчета реактора: Доклад на совещании по оценке нейтронных данных. – Вена, 1971.

Л.Н. Усачев, Ю.Г. Бобков

О ЕДИНОМ ОПРЕДЕЛЕНИИ ПОГРЕШНОСТИ ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ*

UNIQUE DEFINITION OF NUCLEAR DATA ACCURACY. An approach to development of the unique definition of evaluated nuclear data accuracy suitable for reactor and applications is proposed. In this connection the nature of experimental nuclear data errors is discussed and recommendations for the representation of the error components in publications are given.

A general algorithm is given for the calculation of the «unique» error important in applications – the error in the integral under the curve and in its general slope – on the basic of the representation of errors by a covariance matrix being obtained at the parametrization of experimental data by the least square method.

Предлагается подход к выработке единого определения погрешности оцененных ядерных данных, удобного для реакторных и других приложений. В этой связи обсуждается природа погрешности экспериментальных ядерных данных, и даются рекомендации по поводу представления компонент погрешностей в публикациях.

Дается общий алгоритм для вычисления «единой» погрешности, важной в приложениях, – погрешности в интеграле под кривой и в ее общем наклоне, исходя из представления погрешностей ковариационной матрицей, получаемого при параметризации экспериментальных данных методом наименьших квадратов.

Введение

Наиболее важные для реакторов на быстрых нейтронах ядерные данные неоднократно измерены и оценены на протяжении уже более четверти века многими группами авторов, однако измерения и оценки этих величин продолжаются до сих пор и планируются на будущее.

Причина этого – неудовлетворенность величиной погрешности полученных величин. Вместе с тем, увеличение точности эксперимента требует увеличения затрат на него, по некоторым оценкам, обратно пропорционально квадрату допускаемой погрешности. Поэтому количественное определение точности, которой можно удовлетворяться, имеет большое значение. Существует и математический аппарат – «планирование экспериментов», который позволяет количественно определять необходимую точность данных. К обсуждаемой проблеме этот аппарат применен в работах [1–4]. Надо договориться о едином представлении погрешности, основанном на понимании ее структуры, то есть природы ее компонент разного происхождения, которые по-разному влияют на точность рассчитываемых реакторных параметров.

Подавляющее большинство реакторных параметров определяется широкими спектрами нейтронов. Поэтому преобладающее влияние оказывают компоненты погрешности, скоррелированные по широким энергетическим областям, а также по нескольким изотопам, присутствующим в реакторе.

---

* Вопросы атомной науки и техники. Сер. «Ядерные константы», 1975, вып. 20, ч. 1, с. 3.

О едином представлении именно этих компонент погрешности и надо позаботиться, так как наиболее жесткие требования на точность, выводимые в работах [1–4], ставятся именно на эти компоненты. Ясно, что все приводимые соображения будут справедливы и для бланкета термоядерного устройства, и вообще для всех случаев, когда играют роль широкие спектры нейтронов.

Рассматриваемый здесь вопрос возник в связи с обсуждением на Международном Комитете по Ядерным Данным [5, 6] Мирового списка потребителей в ядерных данных – WRENDA [7] и, конкретно, проблемы обзоров состояния достигнутого уровня знания определенных величин оценщиками, выполнившими соответствующие оценки. Дело в том, что указываемые ими погрешности, характеризующие достигнутый уровень знаний, должны сопоставляться с допускаемой пользователями величиной погрешности, указываемой в этом же документе. Сравнение достигнутой и требуемой точностей должно приводить к заключению о продолжении или прекращении усилий по уточнению рассматриваемой величины. Конечно, это возможно лишь при едином определении сравниваемых величин. Постановка этого вопроса обсуждалась ранее в документе [8].

Структура погрешности и эксперимента

Экспериментатор, изучая зависимость функции от аргумента, обычно измеряет ее при последовательно перебираемых значениях аргумента. Зависимость при этом получается как совокупность экспериментальных точек, каждая из которых имеет погрешность. Рассмотрим компоненты этой погрешности.

Первая компонента погрешности – статистическая – проявляется непосредственно в эксперименте в том, что в результатах различных серий измерений наблюдается разброс. Этот разброс обусловлен конечностью числа зарегистрированных событий, а, возможно, и другими случайными факторами. Эти другие факторы экспериментаторы считают нужными устранять и удовлетворены, если разброс отдельных серий полностью объясняется конечностью числа зарегистрированных событий N, когда относительная дисперсия равна $1/\sqrt{N}$.

Объясняется разброс результатов измерений конечностью числа событий или нет, обозначим эту первую компоненту погрешности $\Delta_{\text{статистическая}} \equiv \Delta_1$.

Вторая компонента погрешности переходит на измеряемую величину от погрешности стандарта, используемого в измерениях. Обозначим ее $\Delta_{\text{стандарт}} \equiv \Delta_2$.

Третья компонента погрешности связана с возможными недостатками самой постановки эксперимента, которая приводит к сдвигу измеряемой величины. Если экспериментатор понимает причины этого сдвига или его части, то он вносит расчетную поправку и оценивает возможную неточность этой поправки, которая и составляет третью компоненту погрешности.

Обозначим ее $\Delta_{\text{систематическая}} \equiv \Delta_3$.

Эта погрешность не может меняться хаотически от точки к точке, поскольку она вызывается причиной, остающейся постоянной или очень мало меняющейся. Таким образом, эта компонента погрешности, будучи закоррелированной, характеризует ошибку не каждой точки, а всей кривой в целом. Те же самые соображения, по-видимому, можно отнести и к Δ_4, или, во всяком случае, и к следующей неизвестной компоненте погрешности.

Неизвестная компонента погрешности связана с недостатками самой постановки эксперимента, которые приводят к сдвигу измеряемой величины, о чем догадывается сам экспериментатор. Обозначим эту компоненту $\Delta_{\text{неизв. систематич.}} \equiv \Delta_x$.

Именно существование Δ_x является причиной нередких расхождений результатов экспериментов, выполненных разными методами, на величины, превышающие объявленные экспериментаторами погрешности. Существование Δ_x и ее порядок величины выявляются лишь при сравнении результатов в процессе оценки. Важной и деликатной задачей оценщика таких расхождений является приписывание различных величин Δ_x результатам различных авторов. К счастью, в некоторых экспериментальных работах используется по несколько различных методик, и тогда можно считать, что для этих работ Δ_x определена из самого эксперимента.

Полную погрешность экспериментальной точки авторы измерений обычно вычисляют по формуле:

$$\Delta^2_{ппэт} = \Delta^2_1 + \Delta^2_2 + \Delta^2_3 ,$$

так как о последнем слагаемом Δ_x обычно ничего не известно. Такое представление правильно, поскольку три компоненты погрешности некоррелированы между собой и погрешность одной точки характеризуется этой величиной правильно.

Однако было бы некорректно составить таблицу: аргумент, функция, $\Delta_{ппэт}$. Дело в том, что при таком представлении может возникнуть желание провести через точки с погрешностями кривую методом наименьших квадратов, что предполагает погрешности соседних точек некоррелированными. Однако на самом деле корреляция между соседними точками отсутствуют только для компоненты Δ_1. Для всех остальных компонент погрешности, имея в виду их происхождение, напротив, в первом приближении можно высказать гипотезу полной скоррелированности между точками. Иными словами, все компоненты, кроме Δ_1, сдвигают всю кривую целиком вниз или вверх, а Δ_1 влияет на её форму. Если же мы проведем кривую методом наименьших квадратов с использованием $\Delta_{ппэт}$, то будет сглажена форма кривой, так как некоторые её особенности будут ошибочно третированы как статистически необусловленные, что бы не получилось при использовании Δ_1 вместо $\Delta_{ппэт}$ с другой стороны, погрешность интервала от кривой при большом числе точек можно оказаться заниженной, так как вся ошибка целиком рассматривается как статистическая, уменьшается в «$\sqrt{N}$» – точек на кривой. При правильном же рассмотрении с ростом числа точек будет уменьшаться лишь вклад в интеграл от Δ_1. На другие компоненты погрешности рост числа экспериментальных точек в данном эксперименте не может оказать никакого влияния.

Рекомендации по предоставлению погрешностей экспериментальных величин

Поточечно следует представлять некоррелированную в различных точках компоненту погрешности – Δ_t, следующую непосредственно из измерений. Все же другие компоненты погрешностей, получаемые в результате анализа постановки эксперимента и соответствующего расчета, или по литературным данным для по литературным данным представлять по отдельности со спецификацией корреляционных свойств либо с помощью формул, либо описанием алгоритмов, либо в табличной форме. Полную же погрешность экспериментальной точки можно привести в нескольких характерных точках.

Единое определение погрешности и алгоритм оценки, при котором оно реализуется

Единое определение погрешности необходимо для установления общего языка между потребителями, оценщиками и измерителями ядерных данных в процессе планирования работ по уточнению данных.

Когда пользователь говорит о допустимой величине погрешности, оценщик о достигнутом в последних экспериментах уменьшении погрешности, а экспериментатор о своей возможности измерить величину с определенной погрешностью, необходимо, чтобы одно и то же слово «погрешность» имело один и тот же смысл. Поиски этого смысла надо начать с обращения к цели деятельности – обеспечению заданной точности расчета реактора. Из общих соображений о широте нейтронных спектров в быстрых реакторах ясно, что влияние на точность расчета должны оказывать компоненты погрешности, скоррелированные по широкой области энергии, то есть влияющие на интеграл, например, от кривой сечения и, может быть, на общий перекос этой кривой в широкой области энергий. И, наоборот, компонента погрешности, определяющая неточность знания детального хода кривой, не может влиять заметно.

В соответствии с этим в качестве единого определения погрешности функции следует ввести погрешности нескольких функционалов от этой функции, которые бы характеризовали ее нормировку и общий крупномасштабный ход, в частности, наклон. Самый простой вариант выбора таких функционалов – это интеграл для характеристики нормировки и первый момент для характеристики наклона.

Какие же требования надо наложить на оценку, чтобы корректно определять погрешность оцененных данных и, в особенности, указанных функционалов?

Прежде всего надо сделать следующее замечание.

Обычно применяемые программы метода наименьших квадратов, например, программа представления кривой с помощью полиномов, предполагают погрешности нескоррелированными, статистически независимыми. Поэтому с помощью таких программ законно проводить кривую по точкам отдельного эксперимента, приписывая этим точкам погрешность Δ_t. Соблазнительную же возможность провести кривую сразу через точки нескольких работ, приписав каждой точке полную погрешность, надо отвергнуть как некорректную. Поясним это. Пусть две группы экспериментальных точек из двух работ, выполненных разными методами, и представляющих одну и ту же функцию, отстоят на некоторое расстояние, которое характеризует величину систематической погрешности Δ_x. Приписав теперь точкам обеих экспериментов полные погрешности по формуле $\Delta^2_{ппэт} = \Delta^2_t + \Delta^2_x$ и проводя через них кривую методом наименьших квадратов, мы получим погрешность в интеграле этой кривой, равную по порядку $\frac{\Delta_{ппэт}}{\sqrt{N}}$, где N – число точек в обеих экспериментах. Но очевидно, что это ошибочное заключение, так как эта погрешность определяется Δ_x и не может уменьшаться с числом точек на кривой.

Итак, если иметь в виду это замечание, процесс оценки должен состоять из следующих стадий:

1. Приведение результатов к единому стандарту, внесение поправок на выясненные ко времени оценки систематические ошибки, отбраковка работ, не удовлетворяющих некоторым критериям, или приписывание им значительной систематической ошибки Δ_x;

2. Параметризация методом наименьших квадратов экспериментальных кривых отдельных работ, или групп работ, выполненной одной методикой.

При этом информация о погрешностях, проистекающих от статистических погрешностей каждой экспериментальной работы, содержится в соответствующих ковариационных матрицах. Алгоритм получения из ковариационной матрицы погрешности функционала от параметризованной кривой описан в приложении. Обозначим эти погрешности Δ_{1F}.

3. Способа получения единой оцененной функции из нескольких параметризованных кривых мы не будем здесь обсуждать. Если бы такой способ, сохраняющий информацию о погрешностях, существовал, то достаточно было бы к соответственно параметризованной функции и ее ковариационной матрице применить алгоритм, описанный в приложении для получения «единой» погрешности. Однако каким бы способом мы не получали оцененную кривую, информацию о погрешностях ее функционалов мы можем получить, рассматривая статистический ансамбль функционалов кривых отдельных работ, о получении которых сказано в п. 2. Этот ансамбль мы можем рассматривать как ансамбль методов измерений, систематические погрешности каждого метода уже можно считать как случайные. Поэтому для получения среднего функционала и его дисперсии применимы формулы метода наименьших квадратов:

$$F = \frac{1}{N} \cdot \frac{\sum^{N} \frac{Fi}{\Delta^2 Fi}}{\sum^{N} \frac{1}{\Delta^2} Fi}; \quad \Delta^2_F = \frac{1}{\sum^{\alpha} \frac{1}{\Delta^2 Fi}}. \tag{a}$$

При этом условие

$$\frac{1}{N}\sum^{N}\frac{(F-Fi)}{\Delta^2 Fi}=1 \qquad (б)$$

не будет удовлетворяться, если мы положим $\Delta Fi=\Delta_1 Fi$. Надо в ΔFi включить известные систематические погрешности $\Delta_3 Fi$ и, может быть, приписать неизвестные $\Delta_x Fi$. Считая, что все кривые приведены к одному стандарту, компоненту $\Delta_2 Fi$, не будем учитывать на этом этапе. Таким образом,

$$\Delta^2 Fi=\Delta_1^2 Fi+\Delta_3^2 Fi+\Delta_x^2 .$$

Собственно говоря, $\Delta_x Fi$ должны приписываться в соответствии с качеством методик, но так чтобы условие (б) было удовлетворено.

Критерием правильности проведения оцененной кривой, с точки зрения приложений, можно читать совпадение интересующих нас функционалов с их значениями, полученными по формулам (а), «Единые» же погрешности также определяются по последним формулам.

В заключение надо сказать, что в качестве рассматриваемых функционалов можно взять не интеграл и первый момент, а для какого-то параметра реактора интеграл от произведения сечения на поток и ценность нейтронов. При этом в некоторых случаях может оказаться, что важной является не погрешность в широкой области, как говорилось до сих пор, а погрешность какого-то резонанса, например, 3-х кэВ-го резонанса на натрии. Можно рассмотреть и функционалы, определяющие коэффициенты блокировки, то есть, чувствительные к детальному ходу кривой.

Из этого ясно, что предлагаемый подход к единому определению погрешности является достаточно общим.

Приложение

Погрешность функционалов параметризованной кривой

Пусть $f(x,a_0,a,\dots,a_n)$ – функция, параметры которой определены из условия наилучшего в смысле метода наименьших квадратов описания совокупности экспериментальных точек, $F(a_0,a_1,\dots,a_n)$ – функционал от функции f, а D_{ij} – ковариационная матрица, характеризующая дисперсии – квадраты погрешностей параметров (диагональные члены) и ковариации погрешностей параметров (недиагональные члены).

Чтобы вычислить дисперсию функционала F, прежде всего находятся коэффициенты чувствительности функционала к изменению параметров, то есть частные производные функционала по параметрам $\frac{\partial F}{\partial a_i}$, $i=a_1,\dots,a_n$, совокупность которых составляет $\left\{\frac{\partial F}{\partial a_i}\right\}$.

Дисперсия функционала F, то есть квадрат его погрешности, выражается формулой

$$\Delta_{1F}^2 = \left| \frac{\partial F}{\partial a_0} \frac{\partial F}{\partial a_0} \frac{\partial F}{\partial a_n} \right| \times \begin{vmatrix} D_{00} & D_{01},\dots,D_{0n} \\ D_{10} & D_{11},\dots,D_{1n} \\ \dots & \dots \\ \dots & \dots \\ D_{n0} & D_{n1},\dots,D_{nn} \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} \frac{\partial F}{\partial a_0} \\ \frac{\partial F}{\partial a_1} \\ \dots \\ \dots \\ \frac{\partial F}{\partial a_n} \end{vmatrix}, \qquad \text{(II.I)}$$

где знак «×» означает матричное умножение. Таким образом, этот алгоритм выделяет из подобной информации о погрешности интересующую нас компоненту.

В качестве простого примера рассмотрим функцию, представленную рядом по полиномам Лежандра в интервале аргументов от –1 до +1, то есть в интервале ортогональности этих полиномов. Если бы речь шла о представлении энергетической зависимости функции в интервале от E_1 до E_2, то преобразованием аргумента:

$$X = -\frac{E_2 - E}{E_2 - E_1} + \frac{E_1 - E}{E_1 - E_2}$$

мы попадаем в указанный выше интервал аргументов.

Итак, пусть

$$f(x, a_0, a_1, \dots, a_n) = \sum_{i=0}^{n} a_i P_i(x).$$

Тогда

$$F = \int_{-1}^{+1} f(x, a_0, a_1, \dots, a_n) = 2a_0 F \equiv \int_{-1}^{+1} x f(x, a_0, a_1, \dots, a_n) dx = \frac{2}{3} a_{1i};$$

$$\frac{\partial F_0}{\partial a_i} = 2\delta_{0i},\ i = 0, 1, n; \quad \frac{\partial F_1}{\partial a_i} = \frac{2}{3}\delta_{1i};\ i = 0, 1, n; \quad \Delta_{1F_0}^2 = 4D_{00}; \quad \Delta_{1F_1}^2 = \frac{4}{9} D_{11}.$$

Если бы полиномы не были ортогональными или функционалы были бы с весом, или параметризация была бы более сложной, например, представление резонансной кривой многоуровневой формулой, то подобного упрощения алгоритма не произошло бы и вычисление надо делать по общей формуле (II.I).

Литература

1. Усачев Л.Н., Бобков Ю.Г. Планирование оптимальной совокупности экспериментов и оценок, обеспечивающей заданную точность расчета реакторных параметров / Материалы совещания по оценке нейтронных ядерных данных в Вене, 30 августа-3 сентября 1971 г. МАГАТЭ, Вена, 1973. Переведено на английский язык. INDC (CCH)-19/U, Vienna, 1973. Переведено на английский язык. INDC(CCP)-19/U, Vienna, 1972.
2. Усачев Л.Н., Манохин В.Н., Бобков Ю.Г. Точность ядерных данных и ее влияние на разработку быстрых реакторов. Подход к выработке требований на точность ядерных данных / Доклад на Симпозиуме «Приложение ядерных данных в науке и технологии». – Париж, март, 1973.

ФОТОДЕЛЕНИЕ ^{232}Th, ^{238}U, ^{240}Pu, ^{242}Pu И СТРУКТУРА БАРЬЕРА ДЕЛЕНИЯ*

Сообщаются результаты измерений угловых распределений осколков при фотоделении четно-четных ядер ^{232}Th, ^{238}U, ^{240}Pu и ^{242}Pu вблизи порога. Измерения выполнены на пучке тормозных γ-квантов микротрона с энергией 12 МэВ ИФП АН СССР в диапазоне максимальных энергий от 5 до 10 МэВ. Описывается расчет тормозного спектра из вольфрамовой мишени толщиной 1 мм, который использовался для восстановления зависимости полного сечения фотоделения и его угловых компонент от энергии γ-квантов. Результаты эксперимента, не укладывающиеся в рамки традиционных представлений, свидетельствуют в пользу двугорбого барьера деления.

Введение

Весьма привлекательной с точки зрения изучения физики деления является реакция (γ, f) при энергиях γ-квантов, близких к порогу деления. Это объясняется двумя обстоятельствами. Во-первых, фотоны с энергией 5–7 МэВ, по-видимому, испытывают на тяжелых ядрах поглощение лишь с мультипольностями $E1$ и $E2$. Для четно-четных мишеней, исследованию которых посвящена настоящая работа, это приводит к образованию составных ядер лишь двумя комбинациями спина и четности -1^- и 2^+, причем квадрупольное поглощение должно быть на порядок или на два менее вероятным. Во-вторых, моменты составных ядер после поглощения γ-квантов оказываются выстроенными вдоль направления пучка фотонов. В случае дипольного поглощения выстраивание является полным.

Характерные черты процесса деления можно описать, рассматривая одномерную задачу о прохождении частицы через потенциальный барьер определенной высоты. Эта высота называется порогом деления, хотя в точном смысле деление не является пороговой реакцией. Первой задачей при анализе экспериментальных данных по делению обычно и является определение параметров, характеризующих высоту и форму барьера деления. При фиксированном нуклонном составе делящегося ядра барьер, вообще говоря, зависит от квантовых чисел состояния, из которого происходит деление, и этот факт определяющим образом влияет на энергетическую зависимость дифференциальных и полных сечений деления. Кроме спина и четности составного ядра барьер может существенно зависит от величины K – проекция момента на направление оси симметрии ядра, вдоль которой разлетаются осколки. Если деление с определенным значением K энергетически выгодно, а моменты делящихся составных ядер ориентированы, это и приводит к появлению анизотропии в угловых распределениях. Впервые эта анизотропия была обнаружена в работе [1]. Физическая интерпретация этого явления была предложена О. Бором, который описал конкретный механизм выделения «избранных» значений K в процессе деления. Он сводится к тому, что при прохождении через седловую точку большая часть энергии сконцентрирована в потенциале деформации,

* Ядерная физика, 1970, т. 11, вып. 3, с. 508.

а остальные степени свободы могут возбуждаться ограниченным числом способов, и ядро делится через переходные состояния – «каналы деления» с определенными значениями K.

В настоящее время происходит интенсивная проверка изложенных основных представлений о протекании процесса деления, связанная с появлением гипотезы о существовании второго минимума на потенциальной кривой [3]. Ее возможности обсуждаются при интерпретации экспериментальных данных вместе с традиционными предположениями о зависимости вероятности деления от квантовых характеристик делящегося ядра.

Литература

1. Winhold E.J., Demos P.T., Halpern I. Phys. Rev., 87, 1139, 1952.
2. Бор О. Труды I-й Женевской конф. по мирному использованию атомной энергии, 1955 г., 2, Физматгиз, 1958, с. 175.
3. Струтинский В.М., Бьёрнхольм С. / Материалы Международного симпозиума по структуре ядра. – Дубна, 1988.

Н.С. Работнов, Г.Н. Смиренкин, А.С. Солдатов,
Л.Н. Усачев, С.П. Капица, Ю.М. Ципенюк

CHANNEL EFFECTS IN THE ENERGY DEPENDENCE OF THE NUMBER OF PROMRT NEUTRONS AND THE KINETIC ENERGY OF FRAGMENTS IN THE FISSION OF ^{235}U AND ^{233}U BY NEUTRONS*

The effect of the discrete structure of fission channels on the average kinetic energy of fragments $\overline{E}_k$ and the average number of prompt neutrons emitted by them is investigated. Measurements are made of the dependence of $\overline{E}_k$ and $\overline{\nu}$ on the energy of fission-inducing neutrons E_n. The results indicate that are appreciable deviations from the previously accepted hypothesis about the independence of E_k on E_n and from concept following from this hipothesis about the linear increase of $\overline{\nu}$ with neutron energy.

Introduction

The current concepts of the energy dependence of the average number of prompt neutrons $\overline{\nu}$ and the average kinetic energy of fragments $\overline{E}_k$ are based on Fowler's hypothesis [1] of the independence of E_k on the excitation energy of the fissile nucleus. From the hypothesis there follows the linear increase** of $\overline{\nu}$ with $\overline{E}_n$. The linear dependence of ν on $\overline{E}_n$ has on the whole been confirmed by a large number of papers a full survey of which was made at the 2nd Geneva Conference [4]. Fowler's hypothesis has also been confirmed in a direct experiment [5] by comparing $\overline{E}_k$ in the fission of ^{235}U by thermal neutrons and neutrons with the average energy of 5 MeV. A more detailed study [5–7] of the dependence of $\overline{\nu}$ and $\overline{E}_k$ on E_n points to deviations from these concepts in the low energy region $E_n \leq 1$ MeV. The possibility of such deviations had been predicted by Andreyev [8] who supposed that the fission channels affect the distribution of the resulting energy between kinetic energy and the excitation energy of the fragments.

This paper is concerned with the energy dependence of $\overline{\nu}$ and $\overline{E}_k$ for ^{235}U and ^{233}U in the energy region $E_n \leq 1$ MeV. The preliminary results of the measurements made in this investigation were reported previously [5, 7].

The above considerations given by Andreyev have to be described before the discussion. Suppose that for the fissile nucleus with energy E one fission channel is open, i. e., between E and the peak of the potential energy corresponding to this channel there are no accessible quantum states. Then the entire excess of energy at the saddle point must pass into the degrees of freedom having the continuous energy spectrum. The only degree of freedom of such a kind is evidently the nuclear deformation leading to fission. Where will the deformation kinetic energy pass – into the kinetic energy of the fragments

* Nuclear Physics, 52, 1964, 648.

** The assumption of the independence of $\overline{E}_k$ of excitation energy of the fissile nucleus was also made by Usachev and Trubitsyn in 1953. Under this assumption they obtained of $\overline{\nu}(E_n)$, with $d\overline{\nu} / dE_n = 0.14\ \mathrm{MeV}^{-1}$(see refs.[2,3]).

or their excitation energy? Andreyev supposes that the relative motion energy will pass into the kinetic energy of the fragments and will add up to the Coulomb repulsion energy produced after their scission. In this case for the fission through one channel the average kinetic energy of the fission fragments $\bar{E}_k$ must increase linearly with the excitation energy, and $\bar{\nu}$ remain constant. It is assumed moreover that when a new channel whose energy is probably connected with inner excitation opens the kinetic energy decreases in a step and $\bar{\nu}$ increases respectively. In the fission through a set of channels the dependence of $\bar{\nu}$ on the incident neutron energy E_n appears as a stepped upward curve smoothed by the tunneling barrier penetration and passing in the limit (as the channel density increases) into the well-known linear dependence $\bar{\nu}(E_n)$. Andreyev also noted the fact that in some cases one can expect near the threshold the decrease of $\bar{\nu}$ as the excitation energy increases if the increase of the incident particle energy facilitates the fission through a lower channel, for example in the fission of the odd nucleus ^{235}U by s- and p-neutrons. These considerations were presented in connection with the attempt of explaining the fact the increase of $\bar{\nu}$ in the transition from the spontaneous fission of ^{240}Pu to the fission of ^{239}Pu by thermal neutrons does not correspond to the increase of $\bar{\nu}$ with the further increase of the incident neutron energy. To interpret this fact it was supposed that in the case of neutron-induced fission part of the excess energy equal to the binding energy of the captured neutron passes into the kinetic energy of the fragments (≈ 1.5 MeV). The difference in the kinetic energy in the spontaneous and induced fission of the nucleus ^{240}Pu (1.5±0.8 MeV) was also observed in a direct experiment [9, 10].

The process of fission is as follows according to Andreyev. The fission of the nucleus at the initial section of the descent from the saddle point is quasistatic [11], i. e., such that the nuclear energy state is lowest at each moment. The entire energy released there-by passes into the kinetic energy of the relative movement of the future fragments. The scission that follows is so rapid that this energy cannot be transferred to the nucleon degrees of freedom and is added up entirely to the energy of the electrostatic repulsion of the fragments. Since in the induced fission of ^{239}Pu by thermal neutrons the compound nucleus has at the saddle point an excess excitation energy [12] ≈ 1.6 MeV the scission must, under the assumptions made by Andreyev, occur practically right after barrier peak has been passed.

Johansson [13] assumes quite similar concepts on the process of fission before the scission. The point of departure in his discussion is based on the experimental results of ref. [14] according to which the average kinetic energy of the fragments increases by ≈ 7 MeV in the transition from the thermal fission of ^{235}U to the fission by 14 MeV neutrons. To interpret this fact he assumes that the distance passed by the mass centres of the fragments in the descent from the barrier peak to the breaking-up of the neck is small (about 1 fm) and the corresponding time in which the nucleus covers this distance is comparable with the characteristic nucleon time. The conclusion drawn from this is that the movement of the nucleus from the saddle point cannot be a statistically equilibrium process but is a rapid snapping of the nucleus so that the kinetic deformation energy leading to the fission has no time to be transferred to the nucleons. However, the author himself regards this picture as a certain limiting case opposite to the assumption of the total statistic equilibrium [16, 17].

Note that the assumptions on the statistical equilibrium before the scission of the nucleus and the constancy of the breaking distance are also sufficient for Fowler's hypothesis [2] to be fulfilled. It has been pointed out by Halpern [18] that the establishment of the statistic equilibrium necessitates the premice of the viscosity of nuclear matter in the movement of the nucleus from the barrier to the scission made by Hill and Wheeler [19] on the basis of the unified model/ Fowler's hypothesis, however, need not the assumption of the total statistical equilibrium but only that of the dissipation of the kinetic deformation energy, leading to the fission, into the nucleon degrees of freedom. The same problem was considered theoretically by Geilikman [20] from a somewhat different point of view. The calculations he made for the process of fission in terms of the liquid drop model with a certain degree of viscosity showed that a great part of the kinetic deformation energy leading to the fission passes into the excitation energy of the fragments.

If it is assumed that it is more probable that the kinetic energy of the fissioning deformation passes into the excitation energy of the fragments and that the energy needed for the excitation of a new fission channel also passes into the excitation energy of the fragments, no deviations from the linear dependence of $\overline{\nu}(E_n)$ should be expected. The linear increase in the transition to the fission through the new channel would be violated if the configuration at the breaking point changed. This assumption can explain any violation of the linear increase of $\overline{\nu}$ since it leads to the prediction of discontinuities in $\overline{\nu}$ and E_k indefinite in quantity and sign. Yet precisely for this reason this assumption should be resorted to only after all other possibilities of explaining the discontinuities have been exhausted. To get rid the uncertainties arising in the interpretation, more specific considerations on the nature of fission channels should be brought into play. This will be done further on when the results of the measurements are discussed.

References

1. Leachman R.B., Phys. Rev. 10 (1956) 1005.
2. Smirenkin G.N. et al., Atomn. Ener.4 (1953) 187.
3. Bondarenko I.I. et al., Proc. 2-nd United Nations Int. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, v.15 (U.N., Geneva, 1958), p.229.
4. Leachman R.B., Proc 2-nd United Nations Int. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, v.15, (U.N., Geneva, 1958), p.229.
5. Okolovitch V.N., Smirenkin G.N. and Bondarenko I.I., Atomn. Energ. 12 (1962) 461.
6. Moat, D.S. Mather and P.Fieldhause, Proc. Seminar of Physics of Fast and Intermediate Reactors, v. l. (I.A.E.A., Vienna, 1961) p.139.
7. Bondarenko I.I., Proc. Seminar of Physics of Fast and Intermediate Reactors, v.3 (I.A.E.A., Vienna, 1961) p.451; Atomn. Eneg. 12 (1962) 161.

8. Andreyev V.N., theses of the Conf. on the Fission of Atomic Nuclei, Leningrad, Izd. Akad. Nauk of the USSR, 1961.
9. Mostovaya T.A., Proc. 2-nd United Nations Int. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, v.15) U.N., Geneva 1958) p.433.
10. Okolovitch V.N., and Smirenkin G.N., JETP 43 (1962) 1861.
11. Geilikman B.T., Proc. Int. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, v.2, (U.N., Geneva, 1955) p.201.
12. Northrop Y.A., Stokes R.H. and Boyer, Phys. Rev.115 (1959) 1277.
13. S.A.S Johansson, Nuclear Physics 22 (1961) 529.
14. Stevenson P.S. et al., Phys. Rev.117 (1960) 186.
15. Okolovitch V.N., and Smirenkin G.N., Atomn. Energ.13 (19620 64.
16. Fong P., Phys. Rev.89 (1953) 434.
17. Hill D.L., Phys. Rev. 79 (1950) 149.
18. Halpern, Ann. Rev. Nucl. Sci.9 (1959) 245.
19. Hill D.L. and Wheeler J.A., Phys. Rev. 89 (1953) 1102.
20. Geilikman B.T., Atomn. Energy 6 (1959) 290.

YU.A. BLYUMKINA, I.I. BONDARENKO, V.F. KUZNETSOV, V.G. NESTEROV, V.N. OKOLOVITCH, G.N. SMIRENKIN AND L.N. USACHEV

Л.Н. УСАЧЕВ
ИЗБРАННЫЕ ТРУДЫ
ВОСПОМИНАНИЯ

ВОСПОМИНАНИЯ

Некоторые статьи были опубликованы в газете «Атом»
№ 1, 1986 г. и № 1-2, 2001 г.

Л. С. Михайлов

Мой друг Лев Николаевич Усачёв

По моим понятиям жизнь и деятельность Льва Усачёва интересны и поучительны, достойны того, чтобы о них знали потомки, и не только они.

Школьные годы Льва

Судьба свела нас со Львом во втором классе средней общеобразовательной школы №56 КОНО города Москвы. До четвёртого класса мы с ним особенно и не дружили, были как со всеми. А вот с четвёртого класса по восьмой, с некоторым приближением о нас можно было сказать – «не разлей вода». Что-то в каждом из нас было такое, что привлекало нас друг к другу и держало рядом. И даже при фотографировании на общеклассные фотографии мы становились рядом. Я иногда думал над этим, что же всё-таки нас объединяло? И пришёл к выводу, что, скорее всего, это было сильное различие наших характеров, поведения, но и определённое единство взглядов на окружающий нас мир и его явления. Во Льве меня привлекало, прежде всего, то, что в его характере и поведении было много того, чего я и совсем не имел, или имел, но в зачаточном состоянии. Льва, возможно, я привлекал тем, что был в классе единственным мальчишкой, с которым ему, в какой-то мере, было интересно поговорить, обменяться информацией, обсудить её. Ну и, конечно, ему через меня было удобней и легче быть в курсе всего того, что делалось в классе, да и в школе.

Лев ещё в младших классах был немногословен, попусту не разговаривал, обо всём имел собственное мнение, но не торопился его высказывать. Это – сызмала, а с возрастом эти его качества только укреплялись.

У меня в классе было сложное положение. С одной стороны – я был хулиганистым, а с другой – я хорошо учился, был любознательным и общительным. Когда я недавно перечитал свой дневник, который вёл в течение полутора месяцев в тринадцать лет, то был даже несколько удивлён тем, насколько обязательно я относился к тому, что называлось приготовлением уроков. Но я приготовлял только уроки по ненавистным мне химии и истории. Наверное, у меня это было наследственным, если вспомнить батино поступление в Военно-воздушную академию им. проф. Жуковского Н.Е.

Во всех классах нашей школы, да и по всем школам Москвы, было достаточно чёткое деление учеников на две группы – прилежных учеников и классное кодло. В классное кодло входили разные ребята, от мелких «шакалов» до откровенных уголовников (сначала малолетних). Семьи учеников этих двух групп по социальному положению, а, следовательно, и по уровню семей, а также по отношению родителей к учёбе своих детей и уровню результатов учёбы этих детей, определяемому оценкой знаний учеников по пятибалльной системе, сильно отличались. Ученики, входящие в эти «антагонистические группы», относились к «антиподам» с взаимной неприязнью. Степень этой неприязни могла меняться в разные стороны, вплоть до мирного сосуществования. В пределах одного класса чаще всего приходилось мирно сосуществовать, а иногда и солидарными быть.

В отличие от других классов, в нашем классе была ещё и «прослойка» между «антиподами». Это были я, Лев, и в какой-то мере Витя Анин. Лев к Вите относился снисходительно, но не заносчиво. Я в прослойке оказался, скорее всего, потому, что хорошо учился и был достаточно прилично одет – для классного кодла это не подходило. А в группу «прилежных» я не мог войти, потому что хулиганистый и запросто якшался с классным кодлом. В кодло я и сам не стремился, потому что у них было всё примитивно и скучно.

А что касается Льва, то он был просто «над этим». Учился Лев «в свою надобность», легко и свободно. Он и меня старался этому обучить. Злых шуток Лев над собой не терпел. Он был самый большой в классе. Словесные шутки, если они были дрянными, он не замечал, если же они были нормальные, весёлые, то он и сам мог со всеми и даже над собой посмеяться. Если же шутки были злые и задевали Льва каким-либо действием, то он этого не терпел и отвечал тут же, «не отходя от кассы» весьма увесистым ручным «аргументом». Но это бывало крайне редко в силу весьма миролюбивого характера Льва. Постепенно «институт» таких шуток надо Львом естественно скончался. Но и мне довелось получить от него сильнейший удар в ухо, от «души» и за дело. Не сразу и встал я после этого удара.

Вот примерно в такой «расстановке классовых сил» мы со Львом обрели то, что сблизило нас в начале судьбы и чем мы дорожили всю нашу жизнь. Со временем у меня создалось впечатление, что у Льва в школе кроме меня друзей не было. Ну, а нашу дружбу с ним лучше всего охарактеризовать строчкой из стихотворения Симонова: «Где настоящие друзья, там и дружба не видна».

Кажется, я же говорил, что Лев учил меня учиться. Из его «технологии» следовало: когда на уроке учитель рассказывает что-то новое, слушать исключительно внимательно, не отвлекаясь ни на что: ни на яркое солнышко в окне, ни на муху, жужжащую между оконными рамами, ни на голубя, севшего на подоконник, ни на мелкие каверзы Серёги Тюльпакова. Слушать, слушать и слушать. Тогда и учебники не надо читать. А читать Лев выискивал что-нибудь интересное, раздвигающее рамки изучаемого на уроках. Иногда Лев подначивал и высмеивал меня, когда я ленился в необходимых (с Лёвкиной точки зрения) случаях заглядывать в задачники и решать больше задач, чем положено по программе, и того, что требовал учитель сделать в домашнем задании.

Дом, где вырос Лев

Я часто бывал у Льва дома. Они жили ещё ближе к школе, чем я. Дом был двухэтажный, с каменным первым этажом и деревянным вторым. Построен он был когда-то ещё предками Льва и принадлежал им. Предки Льва занимались торговлей, на первом этаже у них были лавка и склад. Двор был хорошо ограждён по периметру сараями и достаточно просторен. На том месте, где стоял дом Льва, на стрелке Кутузовского проспекта и Большой Дорогомиловской улицы, сейчас стоят большой жилой дом и памятник защитниками Москвы.

После революции дом стал городской собственностью, а Усачёвым оставили для проживания две небольших комнаты на втором этаже. Высота комнат была не больше двух метров и тридцати сантиметров. Я так сужу потому, что однажды, идя рано утром в школу, я сделал крюк, – зашёл за Львом и увидел, как мама собирала его отца на работу. Она осматривала его, стоявшего перед ней по стойке «смирно», всё ли у него в порядке в одежде. Вот тогда я и обратил внимание на то, что расстояние между макушкой головы отца Льва и потолком было не больше сорока сантиметров.

Мама Льва, Анна Георгиевна, была большой, доброй, заботливой, но весьма сдержанной в проявлении своих чувств. Она никогда не пускала меня от себя ненакормленным и неосмотренным на предмет аккуратности моей одежды.

Отца Льва, Николая Никифоровича, я видел очень мало, всего три раза. Когда я его увидел в первый раз, он поразил меня своей мужской красотой, ростом и красивым голосом (в молодости он пел в любительских оперных спектаклях). Николай Никифорович имел юридическое образование (окончил юридический факультет МГУ) и работал в промкооперации. Много свободного времени он уделял сыну – ходил с ним в музеи, театры, на выставки. Когда-то он привёз из загранкомандировки великолепную пневматическую винтовку. Тогда это было большой редкостью и, по современным молодёжным оценкам, представляло собой «полный отпад».

Пришло время, когда нам разрешили взять эту винтовку и выйти с ней во двор пострелять. Мы со Львом забирались на крыши сараев и били оттуда из воздушки по крысам на помойке. То ли мы их выбили всех, то ли они нас «раскусили», но вскорости крысы на помойке перестали появляться. Тогда я наладился «лупить» по кошкам, там же. Льву это почему-то не понравилось, и он, со словами: «Это не хорошо», – отобрал у меня винтовку и начисто прекратил мою охоту за живностью: ведь ещё и воробьи были. Беспрекословно, но без нажима. У него это хорошо получалось.

Недалеко от дома Усачёвых, в переулке рядом с Киевским вокзалом стоял одноэтажный домик, в котором жила с семьёй сестра Николая Никифоровича Надежда Никифоровна Тихомирова. Её сын Андрюша был старше Льва на два года, и они в младших классах были очень дружны. Лев много времени проводил у них во дворе, и они играли в казаки-разбойники, лазали по деревьям и т.п. Когда началась война, Андрюша сразу был мобилизован и погиб в первый же месяц. В честь его Лев назвал сына.

Отец умер рано, в 1956 году, а мама прожила до 87 лет и умерла в Обнинске, в семье своих потомков, куда её перевезли незадолго до смерти. Я знаю, что до последних дней своей жизни в Москве Анна Георгиевна была активным и деятельным членом Московского общества друзей зелёных насаждений. Иногда, когда ей было невмоготу что-либо делать, она давала мне отдельные поручения от этого общества.

Анна Георгиевна была добрым человеком, неравнодушным к судьбе других людей. Она часто говорила: «Мне везёт на хороших людей». Привожу выдержку из воспоминаний соседа Тихомировых, живших во второй половине их домика:

«У Анны Георгиевны было какое-то удивительное стремление сделать из меня, маленького ещё тогда ребёнка, доброго, любознательного, впечатлительного человека. Она находила всякий предлог к этому. То она дарила мне книги, то дарила абонементы на посещение спектаклей в различных театрах.

Я прекрасно понимаю, что такой Анна Георгиевна была не только для меня: «души прекрасные порывы» она несла всем, с кем встречалась».

Математические олимпиады

Влияние Льва на меня в учёбе было очень сильным. Это в очень большой степени повлияло и вообще на мою судьбу. Это станет ясным, когда я буду писать о конце войны, демобилизации и вставшей проблеме – «Куда двигать дальше?». Меня упорный Лев уговорил зимой 1939–41 гг. походить в математический кружок при механико-математическом факультете Московского государственного университета им. Ломоносова, а затем участвовать в математических олимпиадах московских школьников, организуемых Московским математическим обществом и мехматом МГУ.

В 1939 году мы со Львом легко прошли первый тур олимпиады, а вот второй тур, к великому моему удивлению, прошёл только я и получил похвальный отзыв, с подписями корифеев советской математики того времени. Этой бумагой очень гордился наш школьный преподаватель математики Яким Макарович Черняк. А моя мама сохранила эту бумаженцию до моего дембеля после войны.

А в 1940 году мы оба прошли только первый тур.

Валя Селезнёва и «бенц» моей морде

В наших каверзах Лев, как правило, не участвовал. Но если замышлялось что-нибудь весёлое и не зловредное, то он с видимым удовольствием вкладывал в эту каверзу и свою лепту. Но был и такой момент, когда на нашу, вернее мою, каверзу ответил весомо и активно.

Только в восьмом классе Лев впервые «положил глаз» на девочку, причём из нашего класса. Вообще-то в нашем восьмом классе достаточно жёсткого «привязывания» девушек и юношей друг к другу не наблюдалось. Такого рода явлениям или событиям невозможно было укрыться от почти сорока пар глаз. Но чего не было, того не было, хотя и девушки наши, взрослея, становились красивее и симпатичнее. Да и ребята были, в основном, рослые и не мордовороты.

А тут пришла в класс новенькая. Рослая, стройная, грудастая, задастая, ногастая и с хорошо выраженной талией. Лицо её тоже весьма примечательно. Настоящая брахицефала (круглоголовая), с большущими глазами под жгуче черными бровями. А волосы были жёлто-соломенными, пышные над головой, да ещё две толстущие русые косы за спиной, чуть ниже пояса. Носик на широком лице небольшой, точёный, с небольшим пригибом кончика носа к верхней губе. Рот небольшой, но губы широкие, сочные. Почему-то её лицо произвело на меня впечатление совиного, нестрашного и пушистого.

Вот на неё-то и «положил глаз» Лев Николаевич. Лев никому никогда не говорил о том, что Валя ему нравится, но все знали, что это его серьёзная симпатия. И если из какого другого восьмого или даже старшего класса, кто-нибудь пытался к Вале «клеиться», то он тут же получал от кодла нашего класса серьёзный осязаемый намёк на то, что тут кому-либо «пастись» запрещено. Но одна неприятность всё же с Валей случилась, и виноват в этом целиком и полностью был я.

Сильно меня озадачивала устойчивая разница в цвете волос Вали на голове, русых, и бровей, чёрных. Я стал подозревать, что она одно из двух красит, или брови, или волосы. В то время употребление школьницей косметики было точным признаком того, что девочка знает о жизни существенно больше, чем ей положено по её школьному статусу. Вот я задумал проверить свои подозрения.

Один я, конечно, не смог бы осуществить свои намерения. Но мне не составило большого труда уговорить человек пять из классного кодла помочь мне. И однажды, когда на перемене в классе были лишь я, мои «подельщики» и Валя, мы зажали Валю в углу и обездвижили её. Трудно было, она сильная была, но ни звука не издала, пока мы возились с ней. Пятеро держали ей руки, ноги, голову, пока я в лупу разглядывал корни её волос и своими слюнями и пальцем пытался оттереть краску с бровей. Результаты «анализа» были сформулированы чётко: «Краски нет». Мы ещё не успели отпустить Валю, как в класс вошёл Лев и увидел всё это безобразие. Лицо у Льва стало пунцовым, он подошёл ко мне, и со всего маху двинул мне по правому уху кулаком. Ему не надо было объяснять, кто был зачинщиком, пусть небольшого, но надругательства над Валей. От удара я так и лёг между рядами парт и не сразу встал, не потому, что боялся повторения удара, – я знал, что Лев никогда второй раз не ударяет, а просто не в силах был встать. Так «ласково» Лев меня приложил.

Может быть из-за этой, вполне заслуженной оплеухи, у меня в 73 года начало свистеть постоянно в правом ухе, причём чётко на ноте «си», кто его знает.

Не меньше двух недель после этого Лев со мной не разговаривал и не общался. Вполне могло быть, что сама Валя уговорила Льва простить меня. Со временем она стала общительной девушкой и не чуралась меня.

Студенческие годы Льва

Зимой 1941–42 гг. школы в Москве не работали. Но Лев времени даром не терял. Сочетая занятия с дежурством на крыше по тушению «зажигалок», он самостоятельно прошёл школьную программу за 10-й класс, сдал экзамены экстерном, и получил аттестат с отличием.

Одновременно Лев стал посещать курсы иностранного языка. Они находились недалеко от дома Усачёвых и, в отличие от школ, в ту зиму они работали. Он прилично овладел французским языком, что пригодилось ему впоследствии в заграничных командировках.

В 1943 году Лев поступил учиться в Московский автомеханический институт. А в 1945 году он перевёлся на физический факультет МГУ им. Ломоносова. В то время по заданию Правительства начиналась усиленная подготовка кадров для создания ядерной энергетики и, прежде всего, разработки атомной бомбы. С этой целью во многих московских институтах лучшим по успеваемости студентам предлагалось перейти в МГУ им. Ломоносова, на кафедру ядерной физики. Такое предположение было сделано и Льву, и он его принял. Думаю, что ушёл из МАМИ и потому, что ему было скучно и нудно там учиться. Его мозги уже тогда были повёрнуты решать более серьёзные и глубокие задачи, теоретические проблемы, нежели возиться с железками. Именно это подтвердила вся дальнейшая жизнь и деятельность Льва. К тому времени, когда я стал учиться на мехмате МГУ, Лев был уже на третьем курсе физфака, на отделении ядерной физики. Это было время высочайших темпов развития ядерной физики.

А есть ли на самом деле ген?

Малюсенькая квартирка Усачёвых на Дорогомиловской заставе стала для меня, студента, очень интересным местом. В то время бурного развития ядерной физики и дичайшего гонения на генетику и генетиков, кибернетику и кибернетиков, у Льва собирались после занятий или по свободным дням студенты-ядерщики. Это были студенты его курса, старших и младших курсов физфака. Фактически эти сборища становились в очень большой степени настоящими, но неофициальными семинарами формирующихся физиков-ядерщиков. Я любил присутствовать на этих сборищах, мне очень нравилась дерзкая, на мой тогдашний взгляд, постановка вопросов, въедливость ребят при обсуждении возникших вопросов и азарт, с которым обсуждались выдвигаемые гипотезы, предложения, варианты решений. Мне было интересно всё это слушать и потому, что ребята не ограничивались обсуждением только вопросов ядерной физики, но захватывали проблемы других наук, которые были у всех на слуху.

В то дикое время безграмотных временщиков в науке, я, ещё весьма слабый философ, да и «зашоренный» партийными методами решения научных вопросов, всё же поражался бесчеловечности пресловутого «лидера» биологической науки Лысенко. Он вызвал очень больного Шмальгаузена на трибуну сессии ВАСХНИЛ им. Ленина в 1948 году для «покаяния». Как аутодафе во времена инквизиции. Он же вынудил Дубинина, ведущего генетика Советского Союза, покинуть науку и стать таксистом, чтобы не умереть с голоду. И это в то время, когда разработанная методология и результаты научных исследований по генетике советских учёных далеко опережали всё, что было сделано в этом направлении в Западной Европе и США.

Вся сессия ВАСХНИЛ 1948 года была посвящена «разгрому» Менделистов-Морганистов и являла собой, во всяком случае в моих глазах, поразительный пример партийного мракобесия. Я храню стенографический отчёт об этой сессии ВАСХНИЛ. Может пригодится когда-нибудь моим потомкам как свидетельство и такого исторического периода в жизни нашей Родины.

Животрепещущие вопросы генетики обсуждались и на «посиделках» у Льва. На одной из таких дискуссий кто-то из ребят предложил: «А давайте посмотрим сами, есть ген, или нет его, тем более что факультет только что получил один из первых построенных в СССР электронных микроскопов, и нам предстоит его осваивать». Тут же все стали обсуждать возможности нового прибора, его разрешающую способность, хватит ли её для достоверного ответа на поставленный вопрос. И всё дальше и дальше, пока не упёрлись в незнакомые ещё им характеристики этого нового для них инструмента научных исследований. Но на этом не остановились, а распределили между собой задачи и вопросы, которые каждому их из них надо было предварительно решить в порядке подготовки к проведению эксперимента, открывающего или закрывающего проблему.

После этого прошло месяца три или чуть больше, когда я, будучи у Льва, вдруг вспомнил о том «семинаре», и инстинктивно пользуясь тем, что мы были одни, спросил Льва: «Ну, как, есть ген или нет его?». Лев спокойно ответил мне, как будто от мухи отмахиваясь: «Да, есть». И всё. У меня в голове аж что-то «пошатнулось» слегка. А, очухавшись, я спросил его взволнованно: «Что же вы молчите?! Ведь это же на грани научного открытия!». Лев так же спокойно ответил мне: «А мне ещё жизнь не надоела». И я «умылся».

На этих диспутах у Усачёвых было заметно, что ребята обращались ко Льву, как к мудрейшему. Даже ребята со старших курсов физфака обращались нередко ко Льву, как к «третейскому» судье, называя его «столпом справедливости».

Стоит отметить, что на вышеописанных студенческих «междусобойчиках» (так иногда, со скрытой иронией, именовали ребята дружески-воинственные обсуждения учебных, научных и всяких других проблем) я почти никогда не наблюдал на столе или под столом спиртных напитков. Известное друзьям Льва моё «хулиганское» прошлое не давало им повода скрывать от меня что-либо в этом вопросе. Редко когда появлялась на столе бутылка хорошего вина – это на семь-восемь человек! И это случалось только тогда, когда у кого-либо из присутствующих была веская причина, вроде дня рождения.

Но каждое собрание обязательно заканчивалось общим небогатым чаепитием под руководством Анны Георгиевны, Чай был обязательно самым хорошим и с маленькими кусочками колотого сахара. Чай для этих посиделок покупали на Никольской в специализированном магазине «Чай». А за чаем совершенно спонтанно, обсуждалась всякая разная информация о музыке, живописи, театре, спорте и многих других вопросах, не имеющих к науке никакого отношения.

Смелость, задор, иногда даже ярость в обсуждении вопросов науки, полярность в отношениях к событиям ненаучным, и теплота, с которой нас потчевала Анна Георгиевна, и сейчас въяве помнятся мне.

Большая жизнь в науке

Вся жизнь Льва Николаевича Усачёва достойна описания в большой настоящей книге. Я, конечно, не смогу написать о Льве и сотой доли того, чего он достоин. Но что помню и могу написать, то напишу, так как Лев и вся его, по-настоящему большая семья, занимали и занимают в моей жизни весьма большое место.

После окончания физфака МГУ, Лев был направлен на работу в закрытый город Калужской области Обнинск, в организацию, имевшую почтовый адрес – Малый Ярославец, п/я 276. Из пятёрки друзей-однокурсников с кафедры ядерной физики физфака МГУ профессор Д.И. Блохинцев взял себе в этот «ящик» троих своих учеников: Алексея Романовича, Льва Усачёва и Давида Зарецкого. Сам Д.И. Блохинцев был назначен научным руководителем «ящика», ставшего впоследствии Физико-энергетическим институтом, а трое выпускников МГУ составили ядро будущего теоретического отдела ФЭИ.

На своём месте Лев принимал активнейшее участие и в теоретических исследованиях в области ядерной энергетики, и в создании реальных электростанций на ядерном топливе. Работая в ФЭИ, Лев в хорошем темпе защитил и кандидатскую и докторскую диссертации по физико-математическим наукам. Он стал действующим профессором, со множеством учеников.

Естественно, что ещё с детства, обладая способностью оптимально организовывать свою учёбу, отдых и любую другую свою деятельность, Лев в довольно короткое время стал руководителем теоретического отдела ФЭИ. Деятельность Льва, работавшего в глубоко засекреченной области науки, конечно, широко не освещалась, но я могу рассказать, по крайней мере, о двух моментах весомо характеризующих авторитет и значение Льва в научном мире, и не только в СССР, но и в международном плане. Конечно, таких моментов в жизни Льва было значительно больше, но я считаю достаточным рассказать здесь только о двух, известных мне чуть лучше.

Атомный котёл на быстрых нейтронах

Мне трудно вдаваться в теоретические и технические подробности этого изобретения Обнинских учёных: Лейпунского, Бондаренко, Казачковского и Усачёва, но я усвоил, что разница между атомными котлами на быстрых нейтронах и на медленных состоит в том, что в первом случае можно использовать весь уран, а не только его изотоп-235, которого в природном уране всего 0,7 %.

Теория, разработанная Львом, составила основу для расчётов реакторов на быстрых нейтронах и была использована при создании первых физических и впоследствии полупромышленных реакторов. За научные исследования в области физики реакторов на быстрых нейтронах Лейпунскому. Бондаренко, Казачковскому и Усачёву была присуждена Ленинская премия.

МАГАТЭ (Международное агентство по атомной энергии)

Это – международная организация в рамках ООН. Эта организация координирует международную деятельность по измерению и оценке ядерных данных, характеризующих работу всех возможных устройств, использующих ядерные реакции.

МАГАТЭ было создано почти сразу, как в разных странах мира стало развиваться применение атомной энергии в разных её видах и в разных отраслях науки, производства и сельского хозяйства. В структуру МАГАТЭ входит Секция ядерных данных, а при ней функционирует Международный комитет по ядерным данным (МКЯД). Лев являлся представителем СССР в МКЯД, председатели которого чередовались через два года. В один из периодов Лев был председателем этого комитета. Неточность, приблизительность и какой-либо хаос в области получения и использования ядерных данных, характеризующих химические вещества, производственные процессы, неизбежно привели бы к авариям, катастрофам и очень тяжелым последствиям для всего человечества. Почему Лев стал представителем СССР в МКЯД вместе с представителями из США, Англии и Франции хорошо сказано в приглашении на заседание Учёного совета ФЭИ, посвящённом 75-летию со дня рождения лауреата Ленинской премии, профессора Усачёва Льва Николаевича: «В 1965 году Лев Николаевич завершил создание обобщенной теории возмущений, которая даёт возможность рассчитывать вариацию функционалов нейтронного потока любого типа».

К тому времени относится начало деятельности Льва Николаевича в области ядерных данных. Под его руководством был создан и успешно работает Центр ядерных данных. Он выработал научные методы определения потребностей в ядерных данных, большие усилия направлял на организацию международного сотрудничества в области ядерных данных. В середине шестидесятых годов Лев ежегодно исполнял обязанности члена МКЯД, имевшего свою главную резиденцию в столице Австрии Вене. Заседания комитета происходили как в Вене, так и в других городах стран-членов МАГАТЭ.

Работая в ФЭИ, Льву приходилось общаться со многими корифеями советской физики, такими как Курчатов, Александров, Лейпунский и др. Бывали у Льва в годы работы в Обнинске многие любопытные коллизии, о которых Лев находил возможным, а иногда и необходимым, поделиться со мной. Кое-что приведу здесь.

Бумеранг

Однажды Лев поведал мне вкратце о неприятной коллизии, происшедшей в его коллективе и касающейся непосредственно его. С течением времени, путем «невзначайных» вопросов, обращённых ко Льву, его родным, сослуживцам и некоторым другим лицам, я прояснил для себя ту ситуацию, в которую попал и в которой «варился» Лев. Проследив, по возможности, эту коллизию, я попробую о ней рассказать.

Как и в любом советском научном учреждении, у Льва в его коллективе, да и вне него, были друзья, товарищи, соратники, сослуживцы, завистники, соперники и просто враги. Был у Льва в отделе то ли заместитель, то ли старший научный сотрудник (подзабыл малость), которому очень хотелось занять место Льва в институте, стать руководителем теоретического отдела, «порулить». Может быть он и имел какие-то основания для возникновения у него такого желания, но его конкретные действия, направленные, как ему казалось, на продвижение к вожделенной цели, отнюдь не говорили чего-либо хорошего о его разуме.

Он начал с анонимного письма в руководящие органы КПСС, в котором он обозначил и описал множество упущений и злоупотреблений, якобы допущенных Львом. Всё было изложено в большом «скурпулёзе», с выкладками и расчётами, касающимися действительно когда-то происходивших в институте в разное время неприятностей на научной, организационной или хозяйственной почве и не имевших никакого отношения ко Льву. Определение виновных и оценка масштабов неприятностей производилась в анонимке весьма тенденциозно, во всём обвинялся Лев.

По этому письму, хотя и анонимному, была создана специальная комиссия для выяснения наличия указанных в письме фактов, определения их виновников, установления степени их виновности, определения формы и силы наказания виновных.

В то время у Льва были добрые, человеческие отношения с одним из секретарей горкома партии, и тот поделился со Львом информацией об этой анонимке и, кажется, даже показал её Льву.

Лев поделился всем этим со мной и с некоторыми своими друзьями-сослуживцами. А надо сказать, что Льва на работе почти все очень уважали и даже любили. Они его любили за его нормально хорошее отношение к сослуживцам, за его нормально хорошие человеческие качества. В этом я не раз убеждался, наблюдая общение Льва с людьми и их обращения к нему. Возможно, именно поэтому группа его молодых учеников и сотрудников решила не оставаться в стороне от опасности, грозившей их учителю и соратнику.

Они сумели скопировать анонимку, хорошо ознакомились с ней и долго потом хохотали над ней, так как увидели, что автор анонимки старался повесить на Льва целый ряд своих собственных упущений. Вычислить анонимщика ребятам не составило труда.

Ребята переписали анонимку, поставили вместо фамилии Льва фамилию анонимщика и отправили её по тому же адресу, но не как анонимку, а с подписями конкретных людей.

В работающей в Обнинске комиссии нашлись внимательные люди, сравнившие оба письма. В итоге получилась проверка одного письма, но с разными посылами на виновников действительно происшедших и зафиксированных документально фактов. «Светящаяся» неразумность автора анонимки хорошо помогла комиссии расставить всё по своим местам, идентифицировать истинного виновника. Так Лев был полностью реабилитирован, а анонимщик, само собой (никто его не принуждал), вынужден был сделать разумный шаг – уволиться из института по собственному желанию.

Вот так жалоба анонимщика на Льва стала бумерангом, стукнула его самого. Но крови он попортил Льву немало.

Панацея

Удивительным образом увлечения Льва становились не только увлечениями окружающих его людей дома, в институте, в городе, но и направлялись им на пользу дела, которому он служил.

Так получилось и с увлечением Льва китайской медициной, той её ветвью, которая называется акупунктурой, т. е. иглоукалыванием. Хорошо изучив вопрос, методику и области применения акупунктуры, Лев стал заниматься одной из современных модификаций – электропунктурой. В электропунктуре воздействие на акупунктурные точки тела осуществляется не специальными иголками, которые должны внедряться в тело, а электрическим полем и токами, сравнимыми с теми токами, которые от природы свойственны всему человеческому организму.

Со временем Лев пришёл к выводу, что такой метод лечения различных человеческих недугов, после осуществления на научной основе приборных исследований, может быть применён для целей реабилитации здоровья работников атомной энергетики и промышленности.

С этой целью Лев добился открытия у себя в отделении специальной научной лаборатории под руководством Леднёва и уделял её работе много внимания. Лев настолько увлёкся этой проблемой, что увлек ею большое число научных работников и инженеров института и многих людей в городе.

И меня Лев вовлек в это дело. Я тоже стал конструировать и изготовлять приборы для поиска, детектирования, диагностики и «пробоя» дефектных акупунктурных точек на теле человека.

Преимущество электропунктуры в том, что исключается, пусть небольшое, но травмирование кожного покрова, мышечной и нервной тканей. А также преимущество электропунктуры ещё и в том, что при акупунктуре мобилизация организма на борьбу с недугом производится механическим раздражением или тепловым, а при электропунктуре эффективность метода возрастает, так как мобилизация организма производится аналогичными существующим в теле человека видами, напряжениями и направлениями, силами токов.

Мне случалось слышать о том, как, будучи на отдыхе в горах Кавказа, Лев и его жена Верочка демонстрировали успешное применение методов электропунктуры таким же любителям горнолыжного спорта, как и они сами. Это бывало и в Терсколе, в Чегете, где их зрителями, слушателями и демонстрационным «материалом» были в основном научные работники.

Там у них была интересная традиция: когда состояние окружающей среды не позволяло осуществлять головоломные спуски с гор, то наличная профессура и другие умелые люди организовывали публичные выступления с лекциями присутствующих корифеев. Но сообщение докладчика должно быть не по теме его специальности, а по теме и достижениям в области их «хобби», как стало модным это именовать. Так, интересно и с пользой заполнялось время вынужденного «простоя» в гостинице.

Вот на таких «простоях» Лев с Верочкой и устраивали свои «шоу». Лев читал лекцию о теоретических основах электропунктуры, а Верочка тут же, «не отходя от кассы», помогала присутствующим горнолыжникам избавляться от «профессиональных» болей. Эти боли возникали обычно в коленках, так как у горнолыжников при спуске коленная чашечка и всё колено работают в непривычных для них условиях, не в плоскости сгиба, а перпендикулярно ей. Прямо на сцене Верочка с прибором в руках снимала болезненные ощущения в конечностях слушателей, и не только в конечностях. Эффект был потрясающе положительным. Я тоже решил проверить этот метод на себе. Разработал и изготовил прибор с необходимыми индикаторами для приличных исследований и в 1981 году, сразу после выхода в запас, поехал с этим прибором к брату Пете, на Батькивщину, в Орехов. Там я решил проверить на себе способность этого метода – восстановить мне нюх.

В конце 60-х годов, то ли в результате перенесённого мною гриппа, а может и по какой другой причине, я потерял способность ощущать и различать запахи. Вот я и решил попробовать.

Определил по специальному атласу «меридиан» расположения на моём теле акупунктурных точек (АПТ), которые в здоровом состоянии должны были симметрично проводить постоянный электрический ток силой в 60–100 микроампер и напряжением 9 вольт. Изготовил специальные «патронки», трафареты расположения АПТ обонятельного меридиана, чтобы не ползать каждый раз (сеанс) с детектором этих точек по телу. Шесть

АПТ этого меридиана располагались на спине, не очень удобно, и Юля, жена Петина, помогала мне добираться до них.

Провёл диагностику всех АПТ меридиана, и нашёл среди них несколько действительно больных, и часть из них на спине. Эти точки или проводили ток в одну сторону, или вовсе не проводили ток в обоих направлениях. Таких точек оказалось одиннадцать. Каждую из этих точек я «пробивал» десять дней подряд. Эффект от этого был для меня потрясающим: я ощутил родной запах сельского нужника. Когда это случилось в первый раз, то было прямо как удар по голове. И было приятно, так как я осознал, что вернул себе способность ощущать запах. А когда я стал ложиться спать, то ощутил и более тонкий запах – запах моей подушки. Я узнал этот, именно мой, запах.

К сожалению, я не закончил курс лечения, который требовал проведения не меньше двадцати сеансов. Я должен был возвращаться в Москву, а там мне уже не было кому помогать со спинными АПТ. Постепенно я снова потерял способность различать запахи.

Это позволило мне, с некоторой долей иронии, говорить, что меня уволили из КГБ за потерю нюха.

Лев и спорт

Если не написать о том, какое место занимал спорт в жизни и деятельности Льва Усачёва, и какое место занимал Лев Усачёв в спорте, то это почти ничего не сказать о нём.

Учась в средней школе, Лев не увлекался спортом и на уроках физкультуры у Фёдора Васильевича Басова ничем не выделялся среди нас, разве ростом, да ещё – слегка увальневат был. Но нормативы все выполнял.

Начиная со студенческих лет и до последнего дня жизни Лев, особенно не выделяясь, и мало чем отличаясь от своих друзей, товарищей и сослуживцев, пришёл к тому, что занятия спортом стали органической составляющей всей его жизни, жизни его семьи, всех многочисленных его потомков.

Туризм

Начало было положено походами в студенческие годы – пешими, на лыжах, байдарках и лодках, в различных районах страны. В те годы этим увлекались все студенты, так как в тяжёлые послевоенные годы самодеятельный туризм был самым доступным и интересным видом спорта. Потом уже, попозже, самостоятельный туризм стал обрастать организационными и организованными формами. Походы были летние и зимние, по суше и по воде, однодневные и многодневные, пешие, конные, лыжные, велосипедные и на авто. Может и ещё какие были.

Высшей формой туризма стал альпинизм, выделившийся в отдельный самостоятельный вид спорта.

В своё время Лев испытывал большой интерес к проблеме Тунгусского метеорита. У Льва было много друзей, в разное время побывавших на месте падения метеорита, и он был в курсе работ побывавших там экспедиций. На основе имевшейся научной базы и технических возможностей его института Лев проводил серьёзные исследования привозимых экспедициями образцов почв, воды, растений, живых и мертвых деревьев и т. п. В том числе – исследовал образцы и на радиоактивность. Льву и самому очень хотелось туда попасть, на Тунгуску. Но не довелось.

Друзья привезли Льву оттуда, как личные сувениры, несколько брёвешек деревьев, с хорошо просматриваемыми изменениями в плотности и расположении годовых колец в результате падения и воздействия на деревья метеорита и связанные с этим изменениями окружающей среды.

Достоверные выводы о том, что это было за небесное тело, так и не сделаны по сей день.

Горные лыжи

Ещё учась в университете, Лев стал увлекаться горнолыжным спортом. Он был активным членом горнолыжной секции на кафедре физкультуры МГУ. Тогда эта кафедра имела возможность приобрести трофейные немецкие горные лыжи с ботинками. На них и учились спускаться с Ленинских гор да ещё на станции Турист в Подмосковье.

Из этого развилось большое и серьёзное увлечение Льва, ставшее увлечением почти всех членов его семьи и его потомков. Втягивались они в горнолыжный спорт постепенно, т. к. это было связано и с расширением возможностей Льва, и с взрослением детей, и с появлением у Льва возможности приобретать за рубежом необходимый спортивный инвентарь высокого качества.

Лев использовал всякую возможность для получения неизъяснимого удовольствия от стремительного управляемого движения в плотном морозном воздухе по снежному склону. В свои отпускные дни Лев выбирался в разные «слаломные» районы страны от Терскола, Теберды и Чегета на Кавказе до горы Айкуайвенчорр под Кировском. И даже у себя в Обнинске, используя свой авторитет и возможности руководителя подразделения института, поднял народ, организовал транспорт, чтобы всем вместе насыпать большой холм на берегу реки Протвы, с использованием подходящих для этого особенностей местного рельефа. Это оказалось достаточно, чтобы было где молодежь обучать, да и «профессионалам» было где слегка проветриться. В институтских мастерских энтузиасты изготовили настоящий бугельный подъёмник, установили его по месту, и сейчас в погожий зимний день гора никогда не пустеет. А друзья и последователи Льва насыпали рядом ещё одну такую же гору, даже чуть повыше, по-моему. И подъёмник на неё тоже сделали.

Я не знаю, до какого разряда Лев дошёл в обычном слаломе, но знаю, что Лев радовался, как ребёнок, когда ему присвоили третий разряд по гигантскому слалому, и с гордостью демонстрировал всем друзьям удостоверение и знак разрядника по гигантскому слалому.

Как и во всем, Лев и в слаломе был солиден, надёжен и устойчив. Он постоянно читал в отечественных и зарубежных журналах интересующие его статьи по слалому, был в курсе всех слаломных новинок. Он и сам писал статьи о слаломе в журнале «Советский спорт», делясь с такими же, как и он, «чокнутыми» своим опытом, впечатлениями и даже предложениями по модернизации и улучшению слаломного снаряжения и экипировки.

Конечно, в приложении ко Льву трудно было разделить его увлечение горнолыжным спортом и увлечение альпинизмом. Для полноты картины надо сказать и о том, что, когда он в результате несчастья при восхождении на пик Ленина потерял у каждой конечности какую-то её часть, то уже после всех операций и выздоровления он снова, на протезах, встал на горные лыжи, крутил слалом, и ещё ругался при этом: «Сволочи протезы, гнутся». Спуск-то не прямой, а с крутыми вихлявыми поворотами, и его досаду можно понять, так как через кривые протезы гораздо сложнее управлять лыжами при выполнении поворотов.

Мне, его детям и внукам доводилось и просто фотографировать спуски Льва на протезах по слаломным трассам, и снимать на киноплёнку этот процесс в движении. Это было в Обнинске, но есть плёнки, где можно видеть, как Лев спускается с горы Айкуайвенчорр. Да, да, какой-то леший тянул Льва туда, спускаться и с тех гор на протезах.

Иначе, как курьёзом и не назовешь то, что ещё, ко всему прочему, случилось на тех горах под Кировском со Львом.

Однажды мне на работу позвонила мать Льва, Анна Георгиевна, и взволнованно сообщила: «Володя, а Лев, спускаясь на лыжах с горы в Кировске, сломал себе ногу, порвал связки на ноге». Не знаю, что на меня нашло, но я прямо в телефонную трубку рассмеялся. Анна Георгиевна сильно обиделась на меня и стала меня отчитывать. Я постарался объяснить ей, что это у меня чисто «нервный смех» и что он вполне закономерно у меня возник, так как именно Льву, при его «дефиците ног», не хватало ещё и сломать ногу. Анна Георгиевна мои объяснения восприняла и успокоилась. После чего она рассказала, что Лев, желая её успокоить, бодро сообщил ей, что очень рационально использует время «лежки» в больнице в Кировске для завершения своей научной книги и правки гранок своих научных статей для академических журналов.

Когда Лев стал членом МКЯД, то поимел возможность частенько бывать в Вене. Там он облюбовал себе небольшой спортивный магазинчик, специализирующийся на торговле горными лыжами и всех аксессуаров к ним. Там продавались все новинки сезона по колоссальным ценам, модели прошлых сезонов и даже прилично сохранившееся оборудование БУ. Лев стал покупать отличные модели лыж, креплений и ботинок, оставшиеся от прошлых сезонов. Они обладали всеми жизненно необходимыми качествами, но стоили в десять раз дешевле. Это уже было Льву «по карману». Так Лев смог обеспечить горнолыжным оборудованием всё своё семейство, да и друзей не забывал. Новинки прошлого сезона имели отличную скользящую поверхность и рантовку, только «прибамбасов» нового сезона они были лишены. А что главное в горных лыжах? Скользящая поверхность и чёткий рант. Так что в семье все имеют горные лыжи, даже самые маленькие.

Сослуживцы Льва и многие жители Обнинска помнят Льва как горнолыжника. Каждый год в Обнинске в ближайшее воскресенье после дня рождения Льва (26 января) проводится горнолыжный мемориал Льва Усачёва на той самой горе, которую он насыпал. Меня на этот мемориал приглашают и я, бывает, присутствую на нём. Особенно трогательно наблюдать соревнования в детских разрядах, где активное участие принимают потомки Льва и даже победителями бывают.

Альпинизм

Я не знаю многих и многих маршрутов, которые проходил Лев в горах, какие вершины он покорил, но знаю, что своими победами он гордился, хотя и не шибко распространялся об этом. Его совершенно не интересовали «ахи» окружающих. Знаю и о том, что Лев очень стремился в горы, на восхождения. Он и детей своих в это дело «втравлял». Всей семьей, с Верочкой, Аней и Андреем, когда дети были ещё малы для восхождений на вершины, они прошли многие горные перевалы Кавказа. Большая любовь к альпинизму в буквальном смысле сделала Льва короче и сильно укоротила ему жизнь. Это целая эпопея, и я попробую о ней рассказать.

Пик Ленина

В 1967–68 годах, а может быть и раньше, Генеральный штаб Советской Армии занялся исследованием проблемы высадки парашютных десантов в высокогорных районах, таких, например, как Памир. Была проделана определённая рекогносцировка, определены возникающие в связи с поставленной задачей проблемы, намечены пути решения этих проблем. Для проверки результатов проведённых исследований был произведён выброс сравнительно небольшого десанта на пик Коммунизма, 7495 метров над уровнем моря. До смерти Сталина этот пик носил его имя. При приземлении в горах разбилось несколько парашютистов, по меньшей мере, трое. Разбор операции привёл к выводу, что такие потери среди парашютистов высшей квалификации произошли из-за плохого наземного обеспечения десанта.

Чтобы избежать потерь среди десантников, или чтобы их минимизировать, необходимо было к предполагаемому месту высадки, вернее приземления, десанта подвести по земле заранее более крупную численно и более квалифицированную группу наземного обеспечения. Эта группа должна будет осуществлять целеуказание мест наиболее безопасного приземления и оказывать десантникам, неудачно приземлившимся, необходимую физическую и медицинскую помощь. Было принято решение повторить эксперимент в 1971 году, но уже с учётом первой выброски и на другую вершину – пик Ленина (7134 метров).

Лев, к тому времени уже имевший первый разряд по альпинизму, предложил себя, попросился, чтобы его включили в группу наземного обеспечения этого эксперимента. Эта группа должна была забраться на пик Ленина, изучить обстановку, найти направления наиболее подходящего подхода к точке выброса и места наиболее безопасного приземления. Эти места надо было обозначить соответствующим, видным с воздуха, способом.

Льву не отказали, но предложили для «тренировки» подняться в 1969 году на пик Ленина. Тем более, что в этот предъюбилейный год много альпинистов предполагали сделать восхождения на этот пик в честь столетнего юбилея В.И. Ленина. Так организовалась целая альпиниада с участием наших и иностранных групп восходителей. Лев так и сделал. Он собрал группу квалифицированных специалистов, состоящую из трех научных работников перворазрядников и трёх альпинистов-профессионалов, мастеров спорта. Цель группы – взятие пика Ленина. Что из этого получилось, можно было прочитать в газете «Комсомольская правда» от 7 августа 1969 года в статье А. Дергачёва, которую я здесь частично воспроизвожу.

ТРАВЕРС ДРУЖБЫ

...В Оше, на одной из самых оживлённых улиц, есть небольшая радиорубка, в которой почти круглосуточно дежурит бородатый парень Вадим Черепанов. Он – «Большая земля», поддерживающая устойчивую радиосвязь с базовым лагерем на Ачи-Таше. Вадим горд тем, что и в прошлом году он «обеспечивал пик Ленина» и вот так же заносил в свою большую книгу «Радиолетопись», поступающую с базового лагеря.

Вадим протягивает мне телеграмму, пришедшую из Москвы: «... Очень прошу передать сердечную благодарность Мамасали Сабирову, Анекту Пепину, немецким товарищам, Владимиру Рацеку ... и остальным альпинистам за самоотверженную помощь моему мужу Льву Усачёву. Желаю успешного завершения сезона. Вера Усачёва».

Они одними из первых поднялись на вершину. Мамасали шёл вместе с ошскими альпинистами Геннадием Ахсановым и Валерием Зелениным. Их группа была по-своему уникальна тем, что в её составе были сразу три профессора – профессор, лауреат Ленинской премии Л.Н. Усачёв, профессор Пермского университета А.А. Поздеев, профессор Математического института Академии Наук СССР Ю.М. Широков.

На их долю выпало то, что и остальным восходителям, – ураганный встречный ветер, несущий позёмку, которая секла, как бекасинник. Резкие перепады температуры – ртутный столбик падал порой сразу на два десятка делений. Но группа шла неплохо. Когда до вершины оставалось чуть больше 200 метров, начала стремительно собраться мощная гроза. Быстро поставили две палатки. Усачёв спрашивает у Широкова: «Что делает мастер спорта в случае молниевой опасности?». Тот успевает ответить: «Выдёргивает штыри, на которых крепится палатка...».

Ударяет молния, и в палатку прямо под ноги Широкову, не успевшему закончить фразу, вкатывается концентрированный заряд в форме круглой светящейся сферы – то, что обычно называют шаровой молнией. Усачёв пытается встать, выдернуть штыри – в него ударяет электрический заряд, и он несколько минут находится в шоковом состоянии – ни слова, ни жеста. А светящаяся сфера ударяет Зеленина в голову, Поздеева – в грудь, Широкова – в ноги.

Наутро Зеленин и Поздеев, получившие травмы, спускаются в лагерь, а оставшиеся два московских профессора и два ошских альпиниста берут вершину. Но взятый пик показал свой характер – густая облачность, бешеный ветер, валящий с ног. Мороз, мороз... За трое суток спустились всего на один километр, Ахсанов уходит вперед, чтобы к приходу группы приготовить чай. Под вечер Усачёв проваливается в глубокую трещину, задержавшись на ледяном выступе. Все попытки вконец измотанных Сабирова и Широкова вытащить товарища, оказались безуспешными. Спустили Усачёву спальники, тёплые вещи. На коротком совещании решают: Широков сидит у трещины и «морально поддерживает» Усачёва, а Сабиров идёт за помощью.

Ночь. Сабиров шёл, а потом полз по склонам пика – где-то рядом должны быть остальные штурмовые отряды. Где-то в два часа ночи он набрёл на команду из ГДР. Он ещё держался – на нервах. Рассказал им, как мог, и потерял сознание.

Двое немецких альпиниста оттирают Сабирова, двое других уходят на выручку Усачёва и Широкова. Под утро немецкие альпинисты вытаскивают Усачёва, просидевшего в трещине около суток. Тут же подходит группа Пепина. Ребята прекращают восхождение, заворачивают Усачёва в палатку и начинают спуск. А с отметки 4200 идёт навстречу группа армейских альпинистов. От группы Бориса Клецке отделяется спасательный отряд Дупленко и через скалы Липкина идёт помощь. Где-то на отметке 5000 Дупленко принимает Усачёва и спускает до 4200, где уже был врач, оказавший обмороженному Усачёву первую помощь.

Вот вкратце та история, которая осталась за строками телеграммы. Кое-что рассказал мне об этом Мамасали Сабиров, скалолаз с Токтогульской ГЭС, имя которого названо в телеграмме первым. Он уже «отлежался». Правда, руку при встрече подал осторожно: «Не жми, пальцы обморожены». На лице его были следы сильного обморожения – коричневая кожа потрескалась, губы обмётаны... Я спросил его тогда: «Ну, что – не пойдешь теперь в горы?». Он глянул на меня, удивлённо пожал плечами и ушёл, не попрощавшись.

И всё-таки подобный вопрос я задал мастеру спорта подполковнику В.И. Рацеку. Что же всё-таки заставляет людей идти к вершинам, рискуя сорваться в пропасть, обморозиться, провалиться в трещину? ... Владимир подумав, ответил:

– Поверите или нет, но когда я вручал спортивный жетон восходителя на пик Ленина Усачёву, крупному учёному, лауреату Ленинской премии, человеку, так сказать, увенчанному лаврами, у него руки дрожали от волнения. Так вот, если бы кто-нибудь смог полностью ответить на этот вопрос, тогда альпинизм просто перестал бы существовать. Я понимаю Рацека. Он ведь сам ветеран-альпинист...

***

В одной из бесед со мной, уже после смерти Льва, Верочка поведала мне, что эта статья местами не отражает действительности, так как она знает со слов товарищей-альпинистов Льва, бывших там со Львом, да и от самого Льва, что после того, как его вытащили из трещины, он дошёл до лагеря сам, пешком на своих обмороженных, ничего не чувствовавших ногах. А из лагеря его уже на вертолёте доставили в Ош.

ЦИТО

Это Центральный институт травматологии и ортопедии. Туда привезли почти безжизненное тело Льва, переохлаждённое из-за пребывания в течение 23-х часов в ледяной трещине при сильном морозе. Все перевозки Льва в Москву, в ЦИТО, были осуществлены в пределах суток, после появления Льва на отметке 4200 в базовом лагере. ЦИТО – это такое учреждение, которое редко кто из настоящих увлечённых спортсменов миновал.

На второй или на третий день я был в палате, куда положили Льва. Лев был без сознания или в каком-то сумеречном состоянии перехода от бессознательности к сознанию. Ни на что не реагировал, молчал, лежал с закрытыми глазами. Цвет лица, и в зрелые годы украшенный несильным румянцем, был какой-то серо-сизоватый.

Верочка, находившаяся около Льва почти всё время, вспоминает, что Лев был в сознании всё время, хотя лежал с закрытыми глазами на сером худом лице. Но в нём жило огромное желание – выжить во что бы то ни стало. И он не сомневался, что выживет. Оперировать его сразу не стали, слишком он был плох. Обморожение не только ног, но и почек, сердца и с начавшимся общим заражением крови. Лечили Льва интенсивно, и он был постоянно с капельницей.

Когда через несколько дней кризис миновал, ночью, он сам вспоминал, что у него в это время было такое ощущение, что душа его поднимается над ним и держится только на ниточке, готовой вот-вот оборваться. Но возвратилась обратно.

После этого врачи решились на операцию. Когда они пришли к нему и сказали, что придётся частично ампутировать обе ноги, он спросил только: «А я смогу после этого кататься на горных лыжах?» Врач мудро, но уклончиво ответил: «Это будет зависеть от Вас». А сами врачи после этого вопроса Льва решили, что у него помутился рассудок. Когда опасность для жизни Льва миновала, врачи признались Верочке, что они оценивали его шансы как 2 к 98.

Когда я смотрел на Льва, лежащего на больничной койке, то он мне показался короче. Наверное, так оно и было, потому что одну ногу ему ампутировали чуть ниже колена, а на второй – обкорнали ступню. В первые две недели хирурги постепенно срезали с его конечностей участки отмерших тканей, стараясь отрезать как можно меньше. К тому времени, когда хирурги нашли возможным остановить оттяпывание, у Льва правая нога была обрезана чуть ниже колена, на левой были отрезаны полступни, на ладони левой руки осталась лишь одна фаланга большого пальца, на правой осталось по фаланге на четырёх пальцах и невредимый большой палец.

Мне удавалось бывать у Льва в ЦИТО в первые полтора месяца по 2–3 раза в неделю. Меня очень огорчало то, что, когда он уже пришёл в себя, стал сознавать и понимать, что с ним было, где он находится и что с ним делают, то осознание всего этого сильно удручало его и ввергало в состояние, близкое к депрессии. Ещё было очень опасно то, что у него одновременно развивались и воспаление лёгких, и нефрит в почках. Очень грустно было. Верочка была постоянно с ним, приезжала в ЦИТО Анна Георгиевна, чтобы дать Верочке хоть немного отдохнуть. Я тоже старался им хоть в чём-нибудь помочь. Всех очень беспокоила возникшая у Льва глубокая апатия ко всему.

Когда я уверился в том, что Лев вполне пришёл в себя, я стал «принимать меры» для преодоления этой апатии, пытаясь всеми доступными мне способами развлечь его или, того более, развеселить. Я всегда был не очень скучным человеком, а тут я старался изо всех сил «перепрыгнуть» через самого себя.

Я не могу сказать, что только в результате этих моих потуг Лев очень постепенно стал обращать на нас внимание, смирялся с необходимостью жить с тем, что судьба ему оставила, так как вокруг Льва все – и родные, и медсестры, и врачи старались вытащить его из глубокого «сплина». Но когда у Льва примерно через два месяца появилась на лице улыбка, у меня не хватило сил удержать слёзы облегчения, и я был вынужден выбежать в коридор. Все, кто видел такое проявление моей слабости, демонстративно не обращали на меня внимания, и я быстро успокоился, вернулся обратно в палату.

Дальше дело пошло веселее. Ко Льву стали приезжать из Обнинска товарищи, сослуживцы, ученики. Привозили несколько раз специально сделанные для Льва номера институтской стенгазеты. Приходили к нему и товарищи из комитета по делам физкультуры и спорта, вручили Льву номерной жетон восходителя на пик Ленина, и документы к нему. Лев открывал седьмую сотню восходителей на пик Ленина. Было заметно, как Лев этим актом был взволнован и даже горд. А это было немаловажным показателем его душевного возрождения.

А однажды, в канун Октябрьских праздников, я пришёл ко Льву с «бутылкой» коньяка, отметить праздник. И когда я об этом своём желании сказал в палате при медсестре, то она, как фурия, бросилась на меня и стала выталкивать из палаты, что-то нехорошее вспоминая о бутылке. Но когда она, наконец, увидела эту «бутылку» – мерзавчик на 50 грамм коньяка, то успокоилась и даже принесла мензурки в качестве столового хрусталя. Мне пришлось разливать этот мерзавчик человек на восемь. Вообще-то Льву нельзя было при тяжёлом нефрите почек выпивать, но поскольку на каждого «выпивающего» в палате приходилось чуть больше шести граммов коньяка, то даже врач не нашёл в себе сил протестовать, т. е. не разрешить Льву выпить свои «три капли».

Возник вопрос – за что пить будем? Анна Георгиевна вдруг с жаром стала уговаривать меня выпить за то, чтобы в следующий раз мы со Львом выпили бы в кафе «Ай» на втором Чегете. Я там бывал, и то место очень мне понравилось. Но я не представлял себе, как и когда я смогу попасть туда ещё раз. Но мама Льва так просила, что я был вынужден сдаться и пойти навстречу её горячему желанию. Понятно, что она хотела и этим хоть как-то поддержать Льва. За то и пили. Лев, кажется, в том месте потом бывал, а вот мне не пришлось.

Когда Лев отлежал в ЦИТО четыре месяца, то по законам советского государства он должен был получить инвалидность и уволиться с работы. Но как большинство законов в нашем государстве и этот закон можно было легко обойти. Надо было всего-навсего, не дожидаясь пока эти четыре месяца истекут, любыми правдами и неправдами проработать на своём рабочем месте несколько дней. Кажется, было достаточно четырёх дней, и хворай дальше. Что и было проделано со Львом. За Львом приехали молодые ребята, на руках отнесли его в машину и отвезли домой. А утром так же его привезли и притащили на рабочее место, и так четыре положенных по трудовому кодексу дня. Ну, и обратно его отвезли в ЦИТО.

Там Лев пробыл ещё два месяца. Подгонял протезы и учился на них ходить. Протезы были тяжёлые, но он всё-таки не только научился на них ходить, водить автомобиль и даже «крутить слалом». А позже и в горы пешком хаживал. Высоко не забирался, а с перевальчиками справлялся. Вот такая была у Льва воля, сила духа и тела.

Голова у Льва работала исправно, так что он продолжал руководить теоретическим отделением ФЭИ и исполнял свои обязанности как сопредседатель сессий МАГАТЭ. До дня своей внезапной смерти в 1983 году.

Огромная жизнеспособность была у Льва, и он её передал своим детям и потомкам.

В. П. Усачёва

Ещё будучи студентом МГУ, Лев увлекался альпинизмом, где наряду с горнолыжной секцией была и секция альпинизма. Обеими руководил Н.Ф. Попов – увлечённый и очень опытный альпинист и горнолыжник. Под его руководством члены альпинистской секции совершили ряд успешных восхождений на Кавказе. Он учил своих подопечных «дуракоустойчивости» – предусматривать все возможные варианты развития событий, и у него ни разу не было несчастных случаев при восхождениях даже на самых сложных маршрутах. Один из них – траверс пятитысячника (вершина Кара-Кая – 5Б категория сложности). Траверс отличается от обычного восхождения тем, что при восхождении спускаются по знакомому пути подъёма, а при траверсе спуск идёт по незнакомому пути. В составе группы, кроме Льва, был Лёша Романович – его однокурсник, друг и впоследствии сотрудник по теоретическому отделу ФЭИ.

Летом 1953 года Лёша уже с другой группой принял участие в восхождении на семитысячник «Пик Патриот» на Памире. Покорив вершину и выполнив разряд «Мастера спорта», Лёша и ещё два молодых физика при спуске попали в лавину и погибли. За два года работы в ФЭИ Лёша успел проявить себя как талантливый физик-теоретик. Лев в восхождении не участвовал, так как в феврале 1953 года у нас родилась двойня – Андрюша и Аня, а старшей дочери Тане было 2,5 года. Родители Льва не пустили: «Куда от троих малых детей?». После гибели Лёши родители категорически запретили Льву заниматься альпинизмом. Лев переключился на туризм (байдарочные походы) и горные лыжи.

В 1967 году Льву стало известно, что к столетию со дня рождения В.И. Ленина организуется международная альпиниада – массовое восхождение групп советских и зарубежных альпинистов на пик Ленина на Памире (7134 м). Дети уже подросли, и Лев решил, что он может «тряхнуть стариной» – принять участие в этой альпиниаде. Лев заразил этой идеей ещё двух профессоров – Юрия Широкова, друга-однокурсника профессора ФИАН и Александра Поздеева, профессора Пермского университета. Лев Николаевич был в хорошей физической форме – ходил в походы, катался на горных и водных лыжах, плавал, но в горах он не был 15 лет. Он понимал, что для успеха его намерения необходима серьёзная подготовка.

Первым этапом подготовки был семейный поход летом 1967 года через перевалы главного Кавказского хребта Твибер и Бечо. Члены семьи были достаточно для этого подготовлены: я провела 2 смены в альплагерях Кавказа и имела значок «Альпинист СССР»; 14-летние дети – двойняшки Аня и Андрей – оба спортсмены-перворазрядники. Поход прошёл успешно, без трудностей.

Вторым этапом было восхождение на Эльбрус летом 1968 года. В этом восхождении к четвёрке Усачёвых присоединился обнинец Ю.К. Часовитин, а на приюте 11-ти ещё двое молодых итальянцев. Приют 11-ти (на высоте 4200 м) был уникальной базой-гостиницей по пути на вершину, представлявший историческую и архитектурную ценность. К сожалению, он сгорел и до сих пор не восстановлен. Здесь обычно проводили 1–2 дня для акклиматизации. Отсюда ещё ночью начинали восхождение на Эльбрус, чтобы вернуться засветло. Когда команда Усачёвых пришла на приют 11-ти, там было несколько человек-иностранцев. Одни готовились к восхождению, другие уже вернулись. Кстати, среди взошедших на вершину участников была 80-летняя дама из Австрии. Здесь Лев Николаевич познакомился с итальянцами, и они попросились к нему в команду. В день восхождения погода была отличная, но холодно, так как сказывалась высота. Вышли ещё в темноте, был мороз –19 °С. По дороге взошло солнце и стало теплее. Но когда вышли на седловину (высота 5300 м), с севера через седловину подул сильный леденящий ветер. Тут двое из команды почувствовали себя плохо (видимо, сказалась недостаточная акклиматизация), но все Усачёвы были в форме. Лев Николаевич и Андрей стремились немедленно на вершину, ведь до неё было рукой подать – какие-то 300 метров. Лев предлагал передохнуть немного и идти вверх. Пытались укрыться в домике, стоявшем на седловине (бывшая метеостанция), но он оказался по самую крышу забит снегом. А ледяной ветер буквально сдувал. Больные пошли вниз, а вслед за ними пришлось спускаться всем. На другой день мы с Аней ушли с приюта в Нальчик, там в санатории нас ждали больная Таня с бабушкой и дедушкой. Лев с Андреем и более крепким из итальянцев поднялись на вершину.

О восхождении Льва на пик Ленина в 1969 году рассказано в воспоминаниях Михайлова, но там местами имеются отклонения от действительности. В частности, после того как Льва вытащили из трещины, его не несли, а он дошёл до лагеря сам пешком на своих обмороженных, ничего не чувствовавших ногах. А из лагеря его уже на вертолёте доставили в Ош.

Все перевозки из лагеря 4200 метров до Центрального института травматологии были осуществлены в пределах суток. Состояние Усачёва – критическое: обморожение ног и пальцев рук четвёртой степени, гангрена, общее заражение крови. Кроме этого – align ознобление почек, сердца, лёгких. Необходима срочная ампутация, но организм может не выдержать ампутации. Лев – в полном сознании. Считает, что пребывание в ЦИТО – продолжение восхождения, и он должен это преодолеть. Несколько дней – постоянные капельницы. После одной из ночей (это, вероятно, был кризис) он сказал, что у него было такое ощущение, что его душа поднимается над ним и держится только на ниточке, готовой вот-вот оборваться. Но не оборвалась, – вернулась обратно. Когда организм немного окреп, решили оперировать. Ждать было нельзя. Когда хирург сообщил Льву, что ноги необходимо частично ампутировать, он спросил только: «А я смогу кататься на горных лыжах?». Врач ответил мудро: «Это зависит от Вас». После этого вопроса врачи решили, что у Льва помутился рассудок. Вообще они оценивали его шанс выжить как два к девяносто восьми. И когда он пошёл на поправку, считали, что он только потому выжил, что у него изначально были здоровые почки и печень – он не курил и не пил. Вероятно, это сыграло существенную роль, но главное – это сила духа, воля к победе. Он действительно сделал всё от него зависящее, чтобы «успешно закончить восхождение», хотя у него были ампутированы правая нога ниже колена, левая – полстопы и ещё несколько фаланг пальцев рук. Льву пришлось провести в ЦИТО восемь месяцев. После ампутации его из отдельной палаты перевели в общую –

стало веселее. К нему стали приезжать сотрудники, друзья. Постепенно он из ЦИТО снова стал руководить теоретическим отделом ФЭИ, участвовать в жизни Института. В протезной мастерской ЦИТО ему сделали протез на правую ногу и ортопедический ботинок на левую. Он научился ходить на протезе и вышел из ЦИТО на своих ногах. А 8 марта состоялся его первый выход в свет. Он был со мной на праздничном вечере.

После выздоровления Лев Николаевич включился в активную жизнь. Продолжил плодотворную научную деятельность, научился свободно без палочки ходить на протезах, причём по дороге на работу на территории ФЭИ фасонил – шёл по бордюрчику тротуара. Снова стал водить машину и даже, несмотря на нехватку фаланг пальцев, сам делал её мелкий ремонт. Правда, с восстановлением водительских прав было не так просто. Первая реакция хирурга-травматолога была резко отрицательной: «Без рук, без ног – какие могут быть права!». Но комиссия врачей, созванная по просьбе руководства ФЭИ, решила вопрос положительно. Водил машину Лев прекрасно, иногда лихачил.

Горные лыжи стали серьёзным увлечением Льва на всю жизнь, и свою любовь к ним он передал мне, внукам и правнукам. В свои отпускные дни Лев выбирался в разные слаломные районы страны: от Чегета на Кавказе до Кировска в Хибинах. И даже у себя в Обнинске, используя свой авторитет и силу убеждения, он организовал транспортировку грунта из котлованов строящегося города для насыпки горы, на которой сейчас катаются все горнолыжники Обнинска. Лев добился приобретения и установки на горе бугельного подъёмника. А друзья и последователи Льва насыпали рядом ещё одну гору, даже чуть повыше, и тоже установили на ней подъёмник.

Лев постоянно читал в отечественных и зарубежных журналах интересующие его статьи по слалому, приобретал книги по горнолыжному спорту, был в курсе всех новинок. Он и сам писал статьи в «Советский спорт», делясь своим опытом и предложениями по модернизации и установке горнолыжных креплений, даже вывел свою формулу установки креплений, которую использовали многие любители горных лыж.

Несмотря на то, что после обморожения при спуске с пика Ленина в 1969 году ему частично ампутировали ноги, после выздоровления он снова освоил спуски с гор уже на протезах, и катался так, что нельзя было об этом догадаться. Многочисленные фотографии и видеофильмы того времени дают возможность нам и последующим поколениям внуков и правнуков с восторгом наблюдать его азартные спуски не только с горок в Обнинске, но и с больших гор Чегета и Хибин.

Однажды на спуске он сломал протез, который не выдержал слаломной нагрузки. Это случилось на середине горы Айкуайвенчорр. Зрелище получилось для неосведомлённых шокирующим: едет человек – одна нога в ботинке, а другой нет. Нужна скорая помощь механиков. В мастерской ФЭИ протез отремонтировали, приделав титановые направляющие, которые уже не ломались.

Сослуживцы Льва и многие жители Обнинска помнят Льва как горнолыжника и организатора первых горнолыжных соревнований на насыпанной при его участии горе. После его смерти на этой же горе каждый год проводятся горнолыжные мемориалы на кубок Льва Усачёва.

Ещё одно увлечение Льва – электропунктура. Всё началось с того, что, катаясь по Протве на водных лыжах, он застудил спину и его «хватил» радикулит. От этой напасти его избавил всего за один сеанс электропунктуры приятель, однокурсник и сотрудник по ФЭИ Саша Могильнер. Лев, зная, что радикулитом страдают многие и лечение обычно бывает длительным и не всегда успешным, очень заинтересовался. Саша познакомил его с инженером-электронщиком И.А. Леднёвым, работавшим в Институте медицинской радиологии. Внимательно изучив область китайской медицины, именуемую акупунктурой (воздействие иглоукалыванием или прижиганием на биологически активные точки организма – БАТ), Леднёв пришёл к тому, что воздействие на БАТ очень слабыми токами (порядка 50–100 мкА), которые от природы свойственны человеческому организму, имеет ряд преимуществ. При электропунктуре исключается травмирование кожного покрова, мышечной и нервной тканей. Кроме того, возрастает эффективность метода, так как мобилизация организма проводится аналогичными, существующими в организме токами. Лев совместно с Леднёвым досконально изучил китайскую науку о меридианах и биологически активных точках человеческого тела и воздействие на них электропунктуры. Он пригласил Леднёва на работу в ФЭИ, добился открытия у себя в отделении лаборатории под его руководством и уделял его работе много внимания. Совместно с Леднёвым он сконструировал очень простой и компактный приборчик для электропунктуры. Убедившись, что электропунктура успешно лечит спортивные, в частности, горнолыжные травмы (радикулиты, растяжение связок и т. д.) Лев в соавторстве с Леднёвым послал статью в журнал «Физкультура и спорт». Редактор раздела этого журнала «Восемь страниц о здоровье» В.С. Преображенский, врач по профессии и известный горнолыжник, поместил эту статью в свой раздел. Он сам лечил с помощью электропунктуры свои «болячки» и рекомендовал её родственникам и знакомым. Статья имела широкий отклик, Леднёва и Льва завалили письмами. Они отвечали, многим удалось помочь.

Рекордом успеха Льва в лечении электропунктурой можно считать два случая восстановления слуха у участников ВОВ, потерявших его из-за фронтовой контузии.

О. Д. Казачковский

Лев Николаевич Усачёв прибыл к нам как лучший выпускник физфака МГУ. С самого начала он показал себя превосходным теоретиком. Стал работать в нашем отделе реакторов на быстрых нейтронах. Его научным руководителем был Блохинцев. Усачёв разработал основы расчёта физики реакторов на быстрых нейтронах и независимо от зарубежных коллег создал ставшую классической теорию ценности нейтронов. Эти результаты трудно переоценить. До него расчёт физических характеристик реакторов основывался только на плотности нейтронов. Введённое же им понятие ценности нейтронов оказалось весьма плодотворным при решении многих реакторных задач. Как часто бывает, его идеи не сразу нашли понимание и одобрение у наших корифеев. Нет пророков в своем отечестве! Согласились лишь после того, как аналогичные результаты были опубликованы в зарубежной литературе.

Диапазон его творческих интересов определялся, прежде всего, ядерной и реакторной физикой. Он был энтузиастом проблемы реакторов на быстрых нейтронах. Был сторонником, если можно так сказать, абсолютного приоритета реакторов на быстрых нейтронах в общей программе ядерной энергетики вообще. Его лозунгом было – коэффициент воспроизводства более важен, чем коэффициент полезного действия. Хотя и КПД для реакторов на быстрых нейтронах сам по себе является достаточно высоким.

Лев Николаевич по своей инициативе провёл исследование экономических аспектов процесса обогащения урана. И обнаружил, что принятая у нас официальная шкала стоимости обогащённого урана не соответствует теоретическим затратам энергии на обогащение. Чиновники в министерстве с ним сначала не хотели соглашаться. Кому охота пересматривать уже сложившуюся систему! Тогда он привёл свой убийственный довод: по существующим расценкам выгоднее покупать более обогащённый уран и затем смешивать его с естественным до требующейся кондиции. Будет дешевле.

Он не был в стороне от технического прогресса. Сначала ездил на велосипеде. Потом приобрел к нему моторчик. Затем сменил его на мопед. И, наконец, пересел на автомашину. Автолюбитель он был, что называется, заядлый. Как-то зимой по дороге от Балабанова к нам его автомобиль соскользнул с проезжей части и, перевернувшись на крышу, очутился в кювете. Дело было поздней ночью, на дороге никого не было. И Лев Николаевич, выбравшись из машины, отправился домой пешком. Вроде судьба машины его и не беспокоила. Утром вместе с подмогой приехал на место происшествия и обнаружил, что машиной уже занялась дорожная служба. Машину поставили на дорогу. Он поблагодарил, сел в неё и уехал. А в другой раз, тоже ночью, его машина застряла в сугробе перед самым гаражом. Так он не нашел ничего лучше, чем остаться в ней до утра. «А вдруг её украдут», – потом говорил.

Увлекался чуть ли не всем на свете. Иногда понемногу, иногда серьезно. Его участие в теннисной секции, как и Игоря Бондаренко, в основном заключалось в работах по благоустройству корта, проводимых весной. Обладая хорошей физической силой, он обычно брался за укатывание поверхности с помощью имевшегося тогда у нас тяжелейшего катка. Затем он участвовал в первых соревнованиях, после чего не появлялся на корте уже до следующего сезона.

Буквально на грани наивности увлекался он всякими разноплановыми идеями. Это удивительное сочетание – строгое логическое мышление и увлечение даже совсем сумасбродными проектами и предположениями. Он искренне верил в летающие тарелки, много читал о них. На мой вопрос, почему же инопланетяне не появляются среди нас, ответил, что они ждут. Чего ждут? Хотят сперва получше ознакомиться с нами сверху. Являлся сторонником идеи Александра Петровича Казанцева о том, что Тунгусский метеорит являлся потерпевшим аварию космическим кораблем инопланетян. Даже завёл переписку ним. Но потом, когда тот попытался использовать его интерес и авторитет для подтверждения своих не слишком здравых идей, решил прекратить переписку. Он искренне верил и в таинственные биополя. Как-то с восторгом рассказал мне об удивительном ощущении бодрости, которое он испытал, подвергаясь энергетическому воздействию биополя в нашем березовом лесу на берегу реки Протвы.

С ним вечно случались всякого рода приключения, которые не всегда успешно кончались. Одно время он увлекался подводным плаванием. Даже участвовал в соревнованиях. Кончилось дело тем, что он повредил себе барабанную перепонку.

Как-то, когда я был директором НИИАР, он приехал в Мелекесс. Мы старались во всем идти ему навстречу. После работы ему захотелось покататься на яхте. Снарядили яхту, и он вместе с товарищами отправился плавать по водохранилищу. Проходит несколько часов, ждем возвращения, а их всё нет. Уже глубокая ночь. Отправляется экспедиция на поиски. Конечно, в этом обширном Куйбышевском море, да ещё ночью, не нашли. Но они вернулись сами. Оказывается, пристали к какому-то островку и стали купаться. А яхту в это время унесло ветром. Они за нею вплавь. Не догнали! И что теперь? Сплошная темнота. Ни яхты, ни острова, ни берега. Куда плыть, что делать? На счастье, какой-то запоздалый рыбак возвращался на моторке домой. Услышал крики, перекрывающие даже рокот мотора, и подобрал их. Лев Николаевич добрался до коттеджа для гостей, где он жил, уже под утро. Не стал будить сторожа и перелез через забор. Потом он мне с восторгом говорил, – какое это было шикарное приключение.

Альпинизм был его страстью. И как ни предостерегал его Блохинцев, он все продолжал ездить в горы, будучи уже не очень молодым. Пока, наконец, где-то на Тянь-Шане не попал в серьезную передрягу. Провалился в ледовую трещину и долго провисел там, зацепившись за стенки рюкзаком. Его спасли, но ноги были обморожены. После частичной ампутации возникли некоторые ограничения в передвижении. Но это не остановило его. Он увлекся горнолыжным спортом. Сконструировал специальное приспособление, которое почти полностью компенсировало этот недостаток, и позволило ему прилично кататься на горных лыжах. Что он и делал регулярно каждый год.

Как-то он решил уподобиться своему знаменитому «полутезке», Льву Николаевичу Толстому, и заделался вегетарианцем. И даже развил целую теорию о пользе вегетарианства, которую он усиленно пропагандировал. Правда, я не помню, чтобы он кого-либо обратил в свою веру, кроме собственной жены Веры Петровны.

Электропунктура в последние годы его жизни была еще одним его увлечением. Он тоже подвел здесь соответствующую теоретическую базу. Не уверен, однако, что эта самая электропунктура так уж помогала его здоровью, как он полагал.

Несмотря ни на что, он всегда был бодр и жизнерадостен. Вспоминаю его и как выдающегося учёного, и как необыкновенно интересного человека.

М. Ф. Троянов

Лев Николаевич Усачёв был незаурядный человек с необычайно широким кругом интересов, с глубоким пониманием реакторной и ядерной физики, внесший существенный вклад в развитие физики в институте. Мне довелось сотрудничать с ним по проблеме быстрых реакторов более 20 лет, начиная, примерно, с 1960 года.

Для нас в Усачёве Л.Н. видятся две грани: одна – жизнелюбие, необыкновенный интерес к жизни и вторая – глубина учёного, мыслителя, специалиста.

Для меня, пожалуй, первое воспоминание о Льве Николаевиче связано с лыжами лет 50 назад. Ранний апрельский день, когда уже снег не снег, а снежная жижа. И вот по этому месиву по улице движется на лыжах массивная фигура Льва Николаевича. Он продлевал зимнее удовольствие. Потом переходит на мотороллер. А затем на автомобиль. По-моему, никто так много не ездил на автомобиле в любое время года.

Увлечения Усачёва были настолько интересны, что весь институт о них знал. Люди любили поговорить с ним о его увлечениях, а он, в свою очередь, с азартом о них рассказывал. Чего тут только не было: и тунгусский метеорит, и парапсихология, и электропунктура, и подводное плавание, и альпинизм (который дорого ему стоил: в результате драматических приключений в горах он стал инвалидом), и горные лыжи (которыми он занимался даже на протезах).

Занятия парапсихологией, тунгусским метеоритом, подводным плаванием и другие увлечения как-то сочетались в нём. И когда приходилось с ним встречаться по делу, то разговор неизменно переключался на увлечения. И можно было уйти от него с впечатлениями только от этих разговоров. Как позже выяснялось, у него в голове всё варилось, он думал, рассуждал, разрабатывал новые идеи.

Посмеиваясь над слабостями, все уважали его за глубокие знания и за тот вклад, который он вносил в институтские разработки.

Те, кто занимался быстрыми реакторами, знают, что диссертация Льва Николаевича, очень своевременно рассекреченная, стала настольной книгой, учебником по теории быстрых реакторов. Большая часть доступной в то время литературы относилась к тепловым реакторам. Полной теории группового расчёта со всеми тонкостями не было. Эту теорию Лев Николаевич популяризировал, помогал осваивать молодым специалистам. Совместными усилиями с Сергеем Борисовичем Шиховым (большим почитателем Льва Николаевича) диссертация превращалась в настольное руководство по изучению теории быстрых реакторов.

В первый период прогнозируемых исследований по ядерной энергетике под руководством Б.Б. Батурова в министерстве была создана комиссия по рассмотрению её перспектив. Лев Николаевич в ней был одним из главных действующих лиц. Забегая вперёд, скажу, что комиссия тогда вынесла такой вердикт: в Советском Союзе энергетику надо развивать только на быстрых реакторах с достижением до 1980 года мощности 20 млн кВт. В тот период Лев Николаевич занялся расчётом времени удвоения топлива. С.М. Фейнберг требовал время удвоения аж до 9 месяцев.

Лев Николаевич расписал уравнения развивающейся ядерной энергетики и вывел точную формулу для времени удвоения. Под натиском практических потребностей Лев Николаевич был побужден к разработке обобщённой теории возмущений. Это варилось довольно долго и упорно. Когда же он всё выложил, то увидели новую теорию и методологию. Он написал большой отчёт. Все говорили, что его надо опубликовать. Отчёт, превращённый в весьма большую статью, был послан в журнал «Атомная энергия». Конечно, предложили сократить. Лев Николаевич настоял на полном варианте. Статья была опубликована и моментально получила резонанс.

Лев Николаевич взял себе аспиранта Сергея Зарецкого из МИФИ, который быстро превратил разработки в расчётные алгоритмы и программы. И появилась возможность сделать работу по чувствительности характеристик реакторов, особенно коэффициентов воспроизводства, к изменениям констант. В результате появилась первая работа, в которой можно было сформулировать первые требования к ядерным константам. Лев Николаевич с другими сотрудниками довёл эту работу до большого совершенства. Затем в институте появилась параллельная деятельность, которой занимался М.Н. Николаев. Именно наш институт создал такой инструмент, который позволил разработать такие требования.

Мне, всем нам, было интересно работать со Львом Николаевичем. Не всегда было просто понять его, и не всегда он мог выполнять работы в те сроки, которые диктовались практикой. В конце концов, мы получали полезные результаты. Обсуждения были интересными, они обогащали специалистов.

Интересный и сложный человек, Л.Н.Усачёв не всегда мог выстроить простые отношения со многими людьми. Например, с В.М. Агроновичем, В.В. Орловым, Ю.Я. Стависским, М.Н. Николаевым. Последнюю коллизию мне пришлось наблюдать и пытаться влиять на то, чтобы отношения стали более нормальными. Здесь были и ревность, и недовольство друг другом. В конфликте Л.Н. Усачёва с В.В. Орловым нам вместе с Георгием Ильичом Тошинским даже пришлось быть судьями в их споре о приоритетах в разработке обобщённой теории возмущений. И в этом споре мы признали правоту Льва Николаевича.

Я знаю (и видел подтверждение этому), что в последний период жизни А.И. Лейпунского у него и Л.Н. Усачёва были отнюдь не тёплые отношения. Подлинные причины этого мне не известны, и я до них не пытался докопаться. Мои отношения со Львом Николаевичем были взаимно ровными и бесконфликтными.

Немного коснусь одной черты Льва Николаевича – популяризатора. Занимаясь вопросами прогнозирования, он написал статью «Реакторы сжигают скалы» и добился её помещения в журнал «Знание-сила». В статье рассказывалось, как с помощью быстрых реакторов можно сжигать даже очень дорогой уран.

Конечно, Лев Николаевич – личность. И очень хотелось бы, чтобы все, кто работал с ним, кто знает его научную биографию, донесли это до молодёжи. Мне кажется, очень важно, чтобы история института и понимание роли людей, которые сделали, как Лев Николаевич, эту историю, служили на пользу будущему.

В. Я. Пупко

Глубокий след в науке и наших сердцах

С именем Льва Николаевича связан весьма значительный и плодотворный этап в развитии советской ядерной и нейтронной физики. С самых первых шагов трудовой деятельности в ФЭИ в 1948 году Лев Николаевич настойчиво взялся за разработку мало тогда изученной, но перспективной области реакторной физики – теории быстрых реакторов. Им были всесторонне исследованы и заложены основы расчётно-теоретических методов анализа физических особенностей быстрых реакторов, впервые разработаны практичные алгоритмы расчёта эффекта неупругого рассеяния нейтронов; сформулированы понятия коэффициентов размножения и воспроизводства ядерного горючего в активной зоне и экране быстрого ректора, а также ряд других важнейших понятий. И через несколько лет настойчивой работы Львом Николаевичем были показаны уникальные возможности реакторов на быстрых нейтронах воспроизводить – за кампанию больше ядерного горючего, чем сжигать.

Эти работы Льва Николаевича, в числе других исследований обнинских учёных по физике быстрых реакторов, были вынесены на суд авторитетной научной общественности во главе с И.В. Курчатовым в 1953 году и заслужили признание. В 1960 году за разработку теории быстрых ядерных реакторов Лев Николаевич в составе группы физиков из ФЭИ был удостоен Ленинской премии.

С именем Льва Николаевича связана и другая важная страница в книге физики реакторов: разработка новой, чрезвычайно эффективной, фундаментальной теории ценности нейтронов. Ему принадлежит совершенно блестящий вывод кинетического, интегро-дифференциального уравнения для функции ценности нейтронов реактора для наиболее общего случая. Им была показана сопряженность полученного уравнения в математическом смысле к основному кинетическому уравнению переноса потока нейтронов.

На основе теории ценности нейтронов Львом Николаевичем были получены формулы точной теории возмущений любых параметров реактора для линейных (в дальнейшем и дробно-линейных) функционалов нейтронного потока, уравнения кинетики реактора и формулы параметров кинетики для наиболее общего случая. Эти результаты теоретического труда поистине являются «жемчужиной» нейтронной физики и пользуются мировой известностью, на которую постоянно ссылаются и зарубежные авторы. Многие научные сотрудники, которым посчастливилось сотрудничать со Львом Николаевичем, испытали в своей работе огромное влияние его идей. В нём восхищала его глубокая убежденность в том, что он постиг сам и разъяснял другим, безупречное проникновение в физический смысл научного исследования.

Велики заслуги Льва Николаевича в успешной работе Обнинского центра ядерных данных, пользующегося мировой известностью, в становлении вычислительного центра, в развитии экспериментальных и теоретических работ по ядерной физике. Лев Николаевич был увлечённым и активным гражданином своей страны. Дела его на многие годы будут служить путеводным компасом и прекрасным примером для новых поколений научной молодежи.

Г. Н. Смиренкин

Лев Николаевич был настолько многогранной и нестандартной личностью, что написать о нём вообще под силу не всякому профессионалу, поэтому я поделюсь своими воспоминаниями только в рамках той грани его творческой деятельности, которая мне близка.

В физику деления я пришёл в ту пору (около 30 лет назад), когда Лев Николаевич был уже руководителем теоретического отдела и создавал теорию быстрых реакторов. Это его главная работа, получившая мировое признание, и вся жизнь его, учёного-физика, была связана с различными аспектами данной проблемы, которая приобрела в наши дни важнейшее народно-хозяйственное значение. Лев Николаевич не уставал разъяснять, что задач, связанных с расчётом быстрых реакторов, не решить, не разобравшись глубоко в физике протекающих в них процессов. На одном из первых мест была физика деления ядер – процесса, являющегося основным источником нейтронов и энергии в реакторе. Началось создание тематических лабораторий.

Это был «Золотой» век института, и в памяти о нём осталось немало ярких впечатлений. Среди них воспоминания о творческом союзе и личной дружбе Льва Николаевича и Игоря Ильича Бондаренко – теоретика и экспериментатора, крупнейших специалистов в своих областях. Кроме тривиального положительного эффекта дополнительности для этого союза было характерно «взаимопроникновение». Лев Николаевич глубоко интересовался экспериментальными работами, Игорь Ильич – теорией, идеи одного быстро проверялись другим, живо и широко обсуждались и быстро становились общим достоянием. Приведу несколько иллюстраций.

Первым крупным вкладом Л.Н. Усачёва в физику деления было полученное в руководимой им дипломной работе В.П. Трубицина (1953 год) предсказание увеличения выхода нейтронов деления (ню) с ростом энергии бомбардирующих нейтронов. В лаборатории И.И. Бондаренко с целью его экспериментальной проверки немедленно ставится дипломная работа Л.И. Прохоровой, а затем целая серия более серьёзных исследований. Параллельно ведутся эксперименты в ЛИПАН`е (ИАЭ им. Курчатова), в США и других странах. Совокупность результатов полностью подтвердила предсказание Льва Николаевича. Жаль, что оно не было опубликовано до Первой Женевской конференции по мирному использованию атомной энергии (1955 г.). Такие исследования проводились закрыто. Сейчас по энергетической зависимости «ню» накоплена обширнейшая библиография. Шутка ли: более 1/8 прироста ядерного горючего в современных быстрых реакторах-размножителях должно рождаться за счёт эффекта Усачёва-Трубицина, а ведь было время, когда в нём сомневались именитые теоретики в ЛИПАН`а!

Коэффициент воспроизводства горючего (КВ) – «святая святых», важнейшая характеристика быстрого реактора – всегда был предметом постоянного внимания Льва Николаевича. Рост «ню» улучшает КВ, рост отношения сечений радиационного захвата нейтронов и деления (альфа) – портит. В 50-е годы А.И. Лейпунский, озабоченный отсутствием экспериментальных данных, провозглашал: докторскую степень тому, кто измерит «альфа» плутония-239 для быстрых нейтронов. Позже эта константа была измерена и защищена не одна диссертация, а в то далёкое время с имевшимися источниками нейтронов и техникой эксперимента это было сделать чрезвычайно трудно. Лев Николаевич и Игорь Ильич включают на полную мощь «серое вещество» (любимое выражение АИЛ`а) и находят уникальный обходной путь: использовать ядерный взрыв! С места взрыва привозят ящик земли, радиохимически извлекают из неё плутоний и по спонтанному делению микроколичества изотопа плутония-240 в ионизационной камере оценивают «альфа». Многосуточные измерения со строгим соблюдением требований режима проводил лично И.И. Бондаренко со своей бессменной лаборанткой К.И. Нестеровой. За ними, как тень, ходил главный теоретик. Только позже, когда и меня подключили к повторным измерениям, я понял, зачем эти трое надолго уединялись в подвале.

Вскоре, с пуском первого в ФЭИ электростатического генератора ЭГ-1, выяснилось в измерениях В.Г. Нестерова, результатами которых постоянно интересовались И.И. Бондаренко и Л.Н. Усачёв, что плутоний-240 довольно хорошо делится быстрыми нейтронами. Тогда именно ими впервые было осознано, что радиационный захват нейтронов ядрами плутония-239 не означает полную потерю ядерного горючего и тем самым положено начало формированию современной идеологии выгорания и изотопного состава топлива в быстрых реакторах.

Лев Николаевич глубоко занимался не только вопросами «чего и сколько», непосредственно интересующими практику. В начале 60-х годов с молодым физиком-теоретиком Н.С. Работновым он проводит детальный анализ имеющейся экспериментальной информации о вероятности деления чётно-чётных ядер, именно тех, которые возникают и делятся в реакторах при взаимодействии нейтронов с ядерным горючим. Они приходят к выводу, что ключом к изучению спектра каналов деления – особых квантовых состояний на вершине барьера – является реакция не под действием нейтронов, как в реакторе, а под действием гамма-квантов. Лев Николаевич встречается с С.П. Капицей и даёт начальный импульс многолетней и плодотворной совместной работе с ИФП АН СССР, на микротроне которого было обнаружено и исследовано квадрупольное фотоделение ядер. Установленная при этом закономерность явилась прямым экспериментальным доказательством гипотезы О.Г. Бора о каналах деления и была зарегистрирована в качестве открытия.

Лев Николаевич не очень любил писать (из-за этого сильно затянул сроки оформления обеих диссертаций), но когда его увлекал предмет, он отдавался этому процессу полностью. Мне довелось несколько раз работать вместе с ним над статьями. Особенно запомнилась одна: в «Nuclear Physics», посвящённая влиянию каналовых эффектов на энергетическую зависимость «ню». Собственно, творил и писал он, а я неизменно присутствовал как инструмент для проверки его мыслей. Статья получилась большая, создавалась долго. И где только она не писалась: в его кабинете, в сквере на лавочке, в машине, на огороде, на рыбалке (он приезжал на Угру, чтобы поработать и «отдохнуть»!). Работа получила широкий резонанс. Позднее выяснилось, что небольшие, но важные для физики деления экспериментальные эффекты, теоретически анализировавшиеся в ней, не точны. Посетовав как-то на это в разговоре с видным французским физиком Мишадоном, Лев Николаевич, тем не менее, услышал от него очень лестное мнение об этой статье. Мишадон сказал: «невзирая на ошибку, а, может быть, благодаря ей эта работа долгое время в центре внимания и стимулировала экспериментальную деятельность во многих странах, а сами физические идеи, изложенные в статье, не утратили значения и сейчас». В конце признаюсь, что экспериментальные ошибки наши, а идеи Льва Николаевича.

С годами и увеличением занятости Лев Николаевич сам лично перестал работать в физике деления, но особый интерес к данной проблеме сохранил до конца дней. Нельзя в этой связи не отметить, что он в продолжение многих лет был бессменным организатором всесоюзных совещаний по физике деления ядер. Последнее, правда, прошло без него. Если бы таким научным мероприятиям можно было бы присвоить имя, то его следовало бы назвать «памяти Л.Н. Усачёва».

В. С. Ставинский

Лев Николаевич был талантливым, прирожденным физиком-теоретиком, целеустремлённым, страстно увлечённым, необычайно работоспособным. Он смело ставил перед собой крупную научную проблему и находил общее её решение. И в таком виде, что практическая сторона научных выводов становилась очевидной и необходимой. Классической завершённости и ясности – вот чего он всегда добивался.

Его благожелательность, терпение, помощь в самых трудных и критических ситуациях создавали и поддерживали творческую обстановку, стимулировали инициативу как основу научной деятельности. Не помню, чтобы он был хмурым даже в тяжёлые периоды жизни. Оптимизм и мужество никогда не покидали его.

Э. А. Стумбур

Лев Николаевич Усачёв был исключительно доброжелательным руководителем, щедрым источником новых идей и глубоко принципиальным борцом за ясность и чистоту в проведении научных поисков, объективность оценки их результатов.

А. Г. Карабаш

Наш физический химик

С Львом Николаевичем нас связывало многолетнее знакомство, он стал нашим физическим химиком. Вера Петровна, его супруга, работала руководителем большой группы по технологии жидких металлических теплоносителей. Он активно участвовал в наших НТС, его выступления были очень интересными. Активное участие принял в организации городской химической конференции «Взаимодействие излучения с веществом», которая проводилась совместно с физиками. Вместе с химиками и своим семейством Лев Николаевич в День химика всегда выезжал на природу.

Он был ярким, талантливым человеком, эрудированным, с широким кругом интересов и необычайно скромным, трудолюбивым. Все это видели мы в нашем общении. Олег Дмитриевич рассказал, как Лев Николаевич заряжался на Протве. Я скажу, что он сам заряжал людей оптимизмом, добротой.

Мужество и смелость Льва Николаевича поразительны. Пример тому – происшедшее с ним в горах. Пролежал на снегу столько времени, потом суровые испытания на больничной койке. Но и после этого не оставил свои увлечения. И очень гордился значком, который ему вручили за восхождение на пик Ленина.

Лев Николаевич оставил глубокий след в науке и в сердцах людей.

В. Н. Манохин

Л.Н. Усачев и ядерные данные

С 1963 года по 1983 год, то есть 20 лет своей творческой деятельности, Л.Н. Усачев посвятил проблеме ядерных данных для ядерной энергетики. Он внес большой вклад в организацию деятельности по ядерным данным в масштабах нашей страны и в развитие международной деятельности по обмену ядерными данными. Он вел активную научную работу по методам определения потребностей в точности ядерных данных и оценке ядерных данных, активно участвовал в подготовке и реализации отраслевых пятилетних программ по ядерным данным, в работе созданных в Министерстве среднего машиностроения Комиссии по ядерным Данным (КЯД), Координационного совета по измерениям и оценке ядерных данных, Координационного совета по потребностям в ядерных данных и Центра ядерных данных (ЦЯД), которые по существу были общесоюзными структурами и охватывали деятельность всех институтов и организаций СССР, имеющих отношение к ядерным данным.

Л.Н. Усачев принимал деятельное участие в организации и в работе Центра ядерных данных. Центр ядерных данных был одним из 4-х центров международной сети, рабочим органом КЯД, через него велась практическая работа по координации деятельности по ядерным данным (по сбору, оценке, распространению) как внутри страны, так и в международном масштабе.

Деятельность по сбору и анализу ядерных данных началась в ФЭИ фактически с момента его образования. Уже в 1960 году была издана монография по ядерным константам И.В. Гордеева, А.В. Малышева, Д.А. Кардашева. Систематическая компиляция экспериментальных ядерных данных осуществлялась А.В. Малышевым, С.М. Захаровой, Л.П. Абагян, Н.О. Базазянц. Важным этапом деятельности по выработке реакторных констант явилось издание монографии И.И. Бондаренко, М.Н. Николаева, Л.П. Абагян, Н.О. Базазянц «26-групповая система констант» (1963 г.).

В 1963 году по инициативе Л.Н. Усачева в целях дальнейшего развития работы по ядерным данным распоряжением по Министерству среднего машиностроения был создан Информационный Центр ядерных данных (ИЦЯД). Руководство всей работой было возложено на совет ИЦЯД, председателем которого с 1963 по 1965 был О.Д. Казачковский (заместители И.В. Гордеев, Е.А. Коптелов), а с 1965 по 1969 – Л.Н. Усачев (заместители А.И. Абрамов, Е.А. Коптелов). Практическая работа по сбору, хранению и распространению информации возлагалась на рабочую группу в составе теоретического отдела, которым руководил Лев Николаевич.

В 1963 году в рамках МАГАТЭ была создана международная сеть центров ядерных данных.

С 1964 года ЦЯД начал издавать отраслевой сборник «Ядерные константы». Лев Николаевич внес большой вклад в издательскую деятельность в качестве заместителя главного редактора сборника и в дальнейшем в качестве главного редактора трудов Киевской конференции по нейтронной физике.

В 1966 году ЦЯД начал реферирование работ по ядерным данным в мировой библиографический каталог СИНДА.

Приказом министра среднего машиностроения в 1969 году была произведена реорганизация всей системы по работе с ядерными данными и созданы Комиссия по ядерным данным, Координационные советы по измерениям и оценке и по потребностям в ядерных данных. Приказ содержал также программу работы по ядерным данным и предусматривал необходимое финансирование.

Стройная система по ядерным данным была построена под большим влиянием Льва Николаевича, она органично вписывалась в структуру Международного комитета по ядерным данным при МАГАТЭ и успешно работала более 30 лет. К сожалению, по ряду организационных и финансовых обстоятельств к настоящему времени эта система исчерпала свои возможности и практически перестала функционировать.

В 1969 году в Москве и Обнинске состоялось первое в нашей стране международное совещание представителей международной сети центров по ядерным данным под эгидой МАГАТЭ. Возможность проведения такого совещания была обусловлена высоким уровнем экспериментальных и теоретических исследований по ядерным данным и реакторной физике в СССР, что является, несомненно, заслугой Л.Н. Усачева.

В 1970 году начался международный обмен экспериментальными ядерными данными на магнитных лентах. Первые ленты читались в Протвино, потому что нужных магнитофонов в ФЭИ в то время не было.

Лев Николаевич придавал большое значение техническому оснащению деятельности по ядерным данным. Он добился установки ЭВМ М-222, а в последствии ЕС-1033 в ЦЯД, чтобы обеспечить автономию использования ЭВМ только для задач по ядерным данным. При его участии численность ЦЯД возросла с 5 человек в 1963 году до 40 человек в начале 1980-х годах. Тематика ЦЯД под общим руководством Льва Николаевича расширилась, появилось новое направление – оценка нейтронных данных на основе теоретических моделей ядерных реакций. Это направление успешно развивалось и по сей день существует в теоретическом отделе.

Многочисленные запросы по ядерным данным со стороны отечественных предприятий многие годы ЦЯД удовлетворял в виде распечаток с ЭВМ или машинописных таблиц. Даже после появления в ЦЯД ЭВМ М-222 обмен на магнитных лентах был затруднен из-за несовместимости ЭВМ разных организаций или их отсутствия. Лев Николаевич пытался решить эту проблему, организовав закупку телеграфного оборудования в ФЭИ. Однако в других институтах этого сделано не было. Проблема обмена ядерными данными была решена частично только с появлением ЭВМ единой серии.

Развивая теоретические основы деятельности по ядерным данным, Л.Н. Усачев на основе предложенного им единого определения погрешности и анализа компонент погрешностей микроскопических измерений и их корреляционных свойств, выработал алгоритм вычисления погрешностей в процессе оценки ядерных данных.

В его работах была сформулирована и решена задача по определению потребностей в ядерных данных, критерием оптимальности которой является минимум стоимости совокупности экспериментов, обеспечивающих получение требуемой точности реакторных параметров. Была рассмотрена проблема совокупного использования результатов микроскопических и интегральных опытов для определения необходимой точности ядерных данных. Такой подход снижал требования на точность измерения ядерных данных в микроскопических опытах. Результаты расчета требуемых точностей были включены в международный список потребностей в ядерных данных для реакторов на быстрых нейтронах.

Лев Николаевич был увлекающийся человек, и это было характерно для него уделять максимальное внимание интересующей его проблеме, будь то ядерные данные, математическое обеспечение ЭВМ или акупунктура. Такими актуальными, с его точки зрения, делами он занимался основательно. Он не терпел тупиковых проблем. Определял узкое место и сразу пытался возникшую проблему разрешить. В этом случае он доходил до мелочей. Например, когда нужно было решить проблему графопостроения на приобретенном для этой цели иностранном графопостроителе, он сам написал программу для графопостроителя. Он активно участвовал в доработке для ЭВМ М-222 транслятора Фортран, разрабатываемого в МГУ, изучал опыт ВНИИГМИ по длительному хранению информации на кинолентах.

Международный обмен данными также решался с большими трудностями. Наши ЭВМ были несовместимы как по техническим средствам (магнитофонам, перфокартам) так и по математическому обеспечению с зарубежными. И здесь Лев Николаевич проявил недюжинную настойчивость, чтобы преодолеть эти преграды. В ЦЯД к ЭВМ М-222 была установлена лентопротяжка с западным стандартом магнитных лент. Были созданы программы для чтения перфокарт разных форматов. Были также начаты работы по форматному преобразования и графическому представлению данных. Лев Николаевич принял активное участие в написании программы для французского графопостроителя.

Одной из важных заслуг Льва Николаевича следует признать его активную позицию в решении проблемы свободного обмена ядерными данными. Особенно это касалось обмена оцененными ядерными данными. Со стороны США были ограничения на их распространение. Да и в нашей стране не все поддерживали передачу наших экспериментальных данных в зарубежные центры. Лев Николаевич на всех международных и отечественных совещаниях отстаивал необходимость свободного обмена, совместной работы по созданию библиотек оцененных данных и унификации математического обеспечения. Одним из важных решений КЯД было принятие международного (американского) формата ENDF для записи оцененных данных (хотя у нас в ФЭИ был свой) и связанного с ним комплекса программ.

Как известно, МАГАТЭ по списку рассылало доклады в разные страны. Существовал такой список и для нашей страны. Лев Николаевич предпринимал, не всегда успешные, попытки для расширения списка, чтобы сделать доступной международную информацию для специалистов всех министерств и ведомств.

Следует упомянуть его сильное увлечение акупунктурой. После публикации в одном из журналов об этом его увлечении к нему стали приходить масса писем и приезжать люди из других городов. На письма он отвечал и старался помочь приезжающим. Он организовал производство нескольких приборов и учил медиков ими пользоваться. Практически на всех совещаниях он выступал с рекламой акупунктуры. В эффективность этого способа лечения он верил безгранично. В последние годы у него появилась вера в ауру некоторых мест в окрестностях города.

Он ценил юмор и призывал в любом предложении, прежде чем его отвергнуть, найти какой-либо смысл. Поэтому он любые идеи сходу не отвергал, внимательно выслушивал и, как правило, не спорил и не старался переубеждать. Но если дело не шло, он сам иногда брался за его решение, даже если это дело совершенно не соответствовало его положению как директора отделения. Когда нужно было освободить одно из помещений для ЦЯД, занятого химиками для хранения посуды, он обошел стендовый городок, чтобы найти подходящее помещение и не успокоился, пока не нашел подходящий сарай. Он изобретал способы сноса старого, с рухнувшей крышей, ускорителя. Когда надо было, он действовал быстро и оперативно.

Никогда не заворачивал бумаги на доработку. Тут же стержнем делал поправки мелким, но разборчивым шрифтом. Кажущийся беспорядок на его столе был обманчивым. Он быстро находил нужную бумагу. Он не опекал и предоставлял нижестоящим начальникам практически полную самостоятельность, но, с другой стороны, он иногда вникал в технические детали, если считал, что дело идет недостаточно быстро.

Известные физики К.И. Петржак, В.И. Мостовой и другие ученые, имевшие отношение к реакторной физике, с большой теплотой относились к Льву Николаевичу и неизменно отмечали его заслуги в проблеме ядерных данных.

В командировках Лев Николаевич всегда носил свой чемодан сам, несмотря на физические недостатки в связи с трагедией в горах, и решительно пресекал всякие попытки ему помочь. Из-за этих физических недостатков у него были неприятности с ГАИ. Когда начальник Обнинского ГАИ начал сомневаться, стоит ли Льву Николаевичу выдавать права на вождение машины, Лев Николаевич предложил ему попробовать оторвать его руки от руля. Права ему выдали.

Вспоминается забавный случай. Однажды Лев Николаевич во время конференции по нейтронной физике в Киеве купил 10 галстуков. На вопрос, зачем Вам столько галстуков, он ответил: «Мой знакомый из Франции сказал, что у него дома 10 костюмов и он меняет их каждый день. У меня нет такой возможности, поэтому я решил менять галстуки». Однажды Лев Николаевич заболел чем-то вроде гайморита и каждый день ходил на прогревание в поликлинику. Врач сказала ему, что после сеанса нужно посидеть в холле и не выходить сразу на улицу. Тогда, чтобы сэкономить время, Лев Николаевич стал носить маску, чем весьма озадачил охрану института и встречных сотрудников.

Однажды он проехал знак «стоп» без остановки и был остановлен сотрудником ГАИ. В порядке оправдания он начал убеждать сотрудника ГАИ, что с места установки знака дорога хорошо просматривается, и на ней никого не было. «Возможно, знак установлен неправильно, но если знак стоит, вы обязаны были остановиться». Ответ «гаишника» ему показался очень логичным и он часто об этом вспоминал, когда кто-нибудь нарушал инструкции на работе и оправдывался тем, что этот пункт инструкции лишний.

В настоящее время существует обширная библиотека экспериментальных ядерных данных, несколько больших национальных и региональных библиотек оцененных нейтронных данных, хорошо отлаженная международная система взаимодействия по обмену и оценке ядерных данных, включающая как организационные структуры (конференции, комитеты, центры, тематические группы), так и технические средства в виде сервисных программ проверки, преобразования и представления данных и программ расчета сечений по теоретическим моделям. Многие специалисты нашей страны внесли вклад в создание константного обеспечения ядерной энергетики, большая работа проделана на всех уровнях уже после смерти Льва Николаевича, но его заслуги на этапе становления этой многоплановой и важной деятельности как в нашей стране, так и в рамках МАГАТЭ трудно переоценить.

А. В. Игнатюк

Выше уже многое сказано о Льве Николаевиче. Может, придется повторяться. Я знал Льва Николаевича во вторую половину его научной деятельности, лауреатом Ленинской премии, крупным ученым. Он умел совмещать глубину обсуждений традиционных задач института с живым интересом к новым проблемам. Он до конца своих дней сохранял за собой теоретический отдел, являясь директором отделения (сектора). И делал это, несмотря на неоднократные решения парткома, который настойчиво рекомендовал не совмещать должности. Лев Николаевич не возражал никогда, но как-то уклонялся от выполнения решений.

Лев Николаевич много времени посвящал эксперименту, ускорителям, но все-таки его любимым детищем был Центр ядерных данных. Он отлично понимал необходимость международного обмена данными. На многих министерских совещаниях подчеркивал выгоду, которую страна получала от такого обмена. Ясно, что Советский Союз, или социалистический лагерь, конкурировал не со США, а со всем остальным миром. И соотношение здесь по человеческим и, тем более, техническим ресурсам было несоизмеримым. Так что выгода от обмена данными была огромной, хотя ее всегда трудно было выразить в денежном эквиваленте, который требовался руководству. Создание ЦЯД было связано с множеством организационных и технических проблем, которые Лев Николаевич как-то преодолевал способами, перед которыми многие, более молодые, в том числе я, пасовали.

Я помню, когда начался первый обмен ядерными данными, все обрадовались. По-моему, М.Н. Николаев вместе со Львом Николаевичем заказали зарубежные данные по полным сечениям в резонансной области. Тогда технически можно было обмениваться данными только на перфокартах. Прибыло несколько ящиков перфокарт метровой длины! Все наши реакторные программы на перфокартах имели длину лишь 10–20 см, и даже их приходилось вводить несколько раз, чтобы прочитать без ошибок. Тривиальная задача чтения перфокарт при больших объемах перерастала в труднорешаемую техническую проблему! Способ преодоления почти очевиден. Надо обмениваться данными на магнитных лентах. Но стандарты отечественных лент не совпадали с западными. Несмотря на все приказы министра, даже когда деньги выделялись, купить зарубежный магнитофон было трудно. Поэтому искали такие магнитофоны в ИФВЭ (Протвино), а позднее в ИПМ (Москва), и Лев Николаевич ездил туда неоднократно на своей машине, чтобы как-то оперативно переписать данные и т. д. Эпопея переписи лент начиналась в 1968 году и продолжалась до 1973, когда ЦЯД получил ЭВМ ЕС-33, совместимую с зарубежными стандартами.

Можно вспомнить много других аналогичных проблем, которые занимали значительные этапы жизни Льва Николаевича. Во многих отношениях поучительной является история изучения «альфа» плутония (отношения сечений деления и радиационного захвата нейтронов). Это отношение является очень важным для физики быстрых реакторов, и Лев Николаевич в начале пятидесятых участвовал в его первых определениях по измерениям на реакторном спектре.

Проблема «альфа» сильно обострилась в 1966 г., когда появились первые сообщения об измерениях группы Соверби в Англии, которые почти в два раза превышали значения, заложенные в расчеты реакторов, а также результаты измерений в Дубне. Большие значения «альфа» существенно снижают эффективность быстрых реакторов, и эта проблема была головной болью Льва Николаевича в течение нескольких лет. Специально, чтобы устранить разногласия измерений, в 1968 г. в Дубне был организован англо-советский семинар, на котором обсуждались возможные причины расхождений. Лев Николаевич по сути инициировал большую часть экспериментальных работ по измерению «альфа» не только в ФЭИ, но и в Курчатовском институте, в Дубне (ОИЯИ), в ФИАНе. Деньги, которых стоила полученная современная картина измерений «альфа», – огромная сумма. По современным понятиям – миллионы, если не десятки миллионов долларов. Есть надежда, что эта проблема сегодня решена, и вклад Льва Николаевича в ее решение, несомненно, значителен.

Конечным результатом работ по ядерным данным явилось создание библиотеки, название которой дал Лев Николаевич – БРОНД – библиотека рекомендованных оцененных нейтронных данных. Конечно, она формировалась не только в ФЭИ, были и белорусы, и МИФИ, и ФИАН. Были также работы немецких (ГДР) ученых.

Я хотел бы сказать о тех уроках, которые я и мои коллеги извлекли и извлекаем сейчас из наших воспоминаний о Льве Николаевиче. Многие проблемы, которые вместе с ним решали, сейчас вернулись к нам на новом уровне и их опять надо решать. Это как технические проблемы взаимодействия компьютеров с учетом нашего отставания в технике, особенно в линиях связи, от зарубежных центров, так и научные – выработка обоснованных требований к точности и полноте ядерных данных. Библиотеки данных, используемые в практических приложениях, в том числе и зарубежные, содержат достаточно много разногласий и пропусков. И те вопросы, которые поднимал Лев Николаевич – разделение статистических ошибок, которые все легко обрабатывают, от систематических методических ошибок, большую часть которых очень трудно обосновать, продолжают беспокоить многих специалистов.

Сейчас американцы пытались определить погрешности данных в своей библиотеке, но признали, что надежного решения еще не удается достичь для многих важнейших данных. Такая же задача стоит перед нами, если мы хотим создать новое поколение национальных библиотек. Задача весьма актуальна и престижна. Несомненно, что подходы, которые закладывал Лев Николаевич, будут очень полезны и сегодня.

Когда-то ЦЯД был центром работ по ядерным данным всего социалистического лагеря. Теперь это ЦЯД, к сожалению, только России. В каком направлении его следует развивать? Сотрудники и руководство ФЭИ с постоянной периодичностью возвращаются к этому вопросу, и опыт прошлого, несомненно, всегда будет полезен для планирования будущего!

А. А. Блыскавка

Лев Николаевич Усачев был цельным, незаурядным, неординарным человеком. Познакомился я с ним осенью 1960 года, когда после окончания Киевского университета прибыл на работу в ФЭИ. Познакомил нас в «директорском тупичке» Гурий Иванович Марчук – начальник математического отдела, мой первый руководитель. Знакомство оказалось мимолетным, больше ритуальным, так как долгое время не имело продолжения, в частности, в связи с тем, что отдел в начале декабря переехал в новое здание.

Так получилось, что я не имел со Львом Николаевичем индивидуальных научных контактов, хотя во многих своих работах даю ссылки на его пионерский доклад на Женевской конференции «Уравнение для ценности нейтронов, кинетика реакторов и теория возмущений», ставший классическим, так как сам занимаюсь этими вопросами применительно к методу Монте-Карло. Уже эта работа Льва Николаевича позволяет говорить о нем, как о выдающемся физике-теоретике. Но теоретический подход проявлялся у него во всем (как в науке, так и в жизни). И это подтверждает масса примеров, некоторые из которых я приведу ниже.

Возобновилось наше знакомство в 1968 г., когда я стал начальником лаборатории в математическом отделе, а Лев Николаевич был заведующим сектором, в который входил отдел. В достаточно редких контактах я обнаружил, что это основательный, добродушный, увлекающийся, обожающий шутку и юмор, человек. Вспоминается, с каким увлечением и улыбкой он, вернувшись из командировки в Англию, рассказывал о посещении там туалета, где он неожиданно увидел над писсуарами надпись «Будущее Великобритании – в Ваших руках». Такого тонкого юмора он не ожидал от чопорных, сухих англичан. Обнаружил я у Льва Николаевича и другое, обязательное, на мой взгляд, для талантливого творческого человека качество – это элементы детской непосредственности в зрелом возрасте. Такое качество у Льва Николаевича было естественным, не наигранным.

Лев Николаевич Усачев стал творцом моего научного и административного роста. Он несколько раз пытался «стимулировать» меня к написанию кандидатской диссертации, зная, что я отношусь к этому с прохладцей. Сначала он доказывал мне, что это так просто, вспоминая, как сам это сделал. А потом отыскал неотразимый ход, выдавив из меня честное слово, что в ближайшие полгода я это сделаю. Пришлось слово сдержать.

Вскоре после защиты диссертации он начал ко мне «приставать» с предложением стать начальником математического отдела, но не получал согласия. Как потом оказалось, он, не дождавшись моего согласия, но получив поддержку ведущих сотрудников отдела, подготовил и подписал у директора института приказ о моем назначении. Он твердо знал, что из уважения к нему я не стану скандалить.

Это произошло в период быстрого переоснащения отдела новой вычислительной техникой, в котором Лев Николаевич Усачев принимал деятельное участие.

Но прежде чем привести несколько эпизодов, характерных для Льва Николаевича, напомню об одном известном для многих его увлечении –

это электропунктура. Для нее он придумал некоторую теорию, которую, например, мне излагал так.

В организме человека существует сеть между его органами, которой управляет мозг. В особых для каждого органа точках эта сеть имеет выход наружу. Болезнь органа – результат нарушений этой сети (канала к нему). Если этот канал восстановить с помощью специального прибора, который он мне продемонстрировал, то и болезнь исчезнет. Нужно только знать специальные точки, отвечающие за каждый орган. Существует атлас этих точек, имеющийся у него.

Такое объяснение для меня показалось приемлемым, так как обладало замкнутой логикой, что порождает психологическую приемлемость.

Однажды он меня даже попользовал этой методикой, понуждая бросить курить. После одного из вечерних совещаний он попросил меня задержаться. Я отпросился у него на минутку покурить в коридоре. Когда же вернулся, меня ожидал подготовленный к работе приборчик. Лев Николаевич признался, что местоположение отвечающих за курение точек он знает приблизительно, но попробует. Через каждые 10–15 секунд он меня переспрашивал, хочу ли я курить, на что я отвечал: «Ну, Лев Николаевич, я ведь только что покурил». После этого сеанса до утра я не курил. А, придя утром на работу, механически закурил. И первая сигарета мне была противна, но уже вторая прошла, как всегда. Об этом я откровенно и поведал Льву Николаевичу.

С этим прибором, а еще обязательно в пиджаке, на лацкане которого был закреплен знак лауреата Ленинской премии, Лев Николаевич решал в смежных организациях и в нашем Министерстве важные организационные вопросы. Свидетелем нескольких таких вояжей был и я.

Установив в новом здании математического отдела БЭСМ-6, мы нацелились на получение более современной отечественной вычислительной машины. Но вскоре поняли, что быстро это у нас не получится, и решили, что для дела лучше в этом же зале разместить вторую БЭСМ-6. Эта «хорошая мысль» пришла к нам в конце года. Лев Николаевич, захватив меня, поехал решать этот вопрос в Научно-техническое управление (НТУ) Министерства к заместителю начальника НТУ Д.Д. Соколову. Д.Д. Соколов выслушал нас, попросил пару часиков «погулять» и вернуться к нему. И, действительно, через два часа все было решено. Из этого для себя я сделал два вывода. Первый – Лев Николаевич в НТУ пользуется непререкаемым авторитетом. Второй – даже в условиях плановой экономики (нашу задачу ведь нужно было ставить на следующий год в начале текущего года) авторитетный, деловой и ответственный бюрократ может сделать многое. Ведь Д.Д. Соколов за два часа выбил деньги, включил производство ЭВМ в план завода и в план наладочной организации. Попробуйте проделать такое и за такое время сейчас.

Эта история имела продолжение. На следующий год вторая БЭСМ-6 была получена. Едем со Львом Николаевичем теперь в наладочную организацию. Попадаем на оперативку у главного инженера. Участники размещаются за длинным столом. Лев Николаевич садится рядом с главным инженером. Объясняет цель приезда и выражает просьбу прислать бригаду наладчиков. Главный инженер заявляет, что в настоящее время это невозможно, нет свободных людей. При этом держится рукой за щеку. Лев Николаевич спрашивает: «Что с Вами?». В ответ: «Зуб болит». Лев Николаевич молча вынимает из портфеля свой прибор и начинает медицинские манипуляции, по ходу дела объясняя назначение прибора. Главному инженеру – электронщику – все понятно, тем более, он замечает, что зуб перестает болеть. Вдобавок Лев Николаевич обещает ему дать на время атлас точек, чтобы сделать копию. Главный инженер обращается к своим сотрудникам: «Товарищам нужно помочь. Нужно срочно организовать хотя бы неполную бригаду наладчиков и направить в Обнинск». Мы благодарим и уходим. Для меня Лев Николаевич в очередной раз продемонстрировал умение такого естественного и результативного общения с практически неизвестными людьми.

Пару раз мне довелось присутствовать и при разносе провинившегося, на его взгляд. Пострадавшего было жаль. Хотя я и понимал, что какой-то повод для экзекуции он дал. Ответ же, как теперь говорят, был «непропорциональным». Но такая это была натура. Он все делал от души. Он «заводился» медленно, но резко. Иногда и навсегда.

И каким же потрясением для меня было сообщение, что Лев Николаевич внезапно скончался. Как мне рассказали, он умер на ступеньках в подъезде своего дома со знаменитым приборчиком в руках.

Н. С. Работнов

Я появился в ФЭИ в начале лета 1958 года, как раз к 10-летию научной деятельности Льва Николаевича. Он показался мне пожилым человеком, а ему было всего 32 года.

Когда перечислялись его научные достижения, то надо понимать, что многие, в том числе важнейшие результаты в науке, Лев Николаевич по современным понятиям получил в неправдоподобном нежном возрасте. Но он представлялся мне аксакалом.

Лев Николаевич сидел за столом, обложенный бумагами на высоту сантиметров 40, а в центре стола – здоровенный развернутый талмуд в черном коленкоре. Он сделал жест рукой: «Посмотрите, какой-то пенсионер-железнодорожник предложил переворот в реакторостроении. Мне прислали на рецензию (а это случается раз в месяц) из министерства». Но что интересно, основой этого реактора служил золотой куб, погружённый в расплавленный свинец, так что железнодорожник смотрел достаточно далеко. Это был год второй Женевской конференции. Вчерашний студент, я никакого представления об атомной энергетике не имел, хотя нас в институте чему-то учили. Поэтому чтение материалов первой Женевской конференции и напряжённая подготовка ко второй для меня были важной приметой времени.

Для Льва Николаевича это был период огромного интереса к фундаментальной физике как к совершенно необходимому элементу для углубления наших знаний по физике реакторов. Я занялся делением, когда была ещё новостью коллективная модель, которую называли квазимолекулярной. И это как раз то, на чем меня сконцентрировал Лев Николаевич. Это и стало основой работы на несколько лет.

Затем последовал наш союз с экспериментаторами Г.Н. Смиренкиным, А.С. Солдатовым и группой Капицы из Института физических проблем. И я помню, что в 1964 году нужно было обобщить первые результаты этой работы, чтобы представить в доклад на конгресс в Париже. Тогда поездки за рубеж были делом неслыханным. Сроки, как всегда, жёсткие, затянулись до невозможного предела. Вопрос стоял так: если завтра до обеда не представите доклад в отдел печати Министерства, то никуда доклад не пойдет. У нас оставалось 26 часов. Все 26 часов мы провели на работе, сожгли кофейник, чуть не сожгли главный корпус. Но к 10 часам утра доклад на английском и русском языках был отпечатан одним пальцем на пишущей машинке и отправлен в Москву.

Лев Николаевич обладал редким умением концентрироваться на том, что считал важным, первостепенным. Это было не всегда легко, если учесть широту его научных интересов и обязанностей. Поначалу мы удивлялись тому, какие точки приложения он выбирал для многолетних упорных усилий, но эти усилия неизменно приносили плоды. Так было с развитием новой научной дисциплины на стыке ядерной, нейтронной физики и прикладной математики – оценки ядерных данных. Раньше многих он осознал ее значение и роль международного сотрудничества в создании информационного фундамента ядерной энергетики. Его научный и организационный вклад в этой области трудно переоценить, а он взялся за эту новую работу уже признанным учёным, имеющим достижения высокого класса в реакторной и ядерной физике.

Мне вспоминается достаточно много житейских, бытовых деталей, которые были связаны, как ни странно, с нашими общими увлечениями спортом. Я вообще-то играл в баскетбол. Но в момент моего появления в институте Лев Николаевич был сильно увлечён подводным плаванием. Он был пионером подводного плавания в Обнинске. Он и меня вовлек в этот вид спорта. Летом 1958 года мы ездили два раза в неделю на электричке (паровичке) в какой-то комплекс маленьких неглубоких бассейнов и ныряли с аквалангами. Уже на следующее лето на машине Льва Николаевича поехали в Крым. Когда проезжали Харьков, он убедил меня часть денег потратить (а их было совсем немного) на акваланг «Украина». И на практике очень удачно применил его: Вера Петровна (супруга Льва Николаевича) при купании утопила темные очки с диоптриями на глубине 4 метра. И, как ни удивительно, ныряя с аквалангом, очки нашли.

Одно несомненно – жизнь Льва Николаевича оборвалась рано. Этому, наверное, способствовала драма в спорте. Его непреклонный характер на всех этапах тяжелой истории произвёл самое глубокое впечатление. А главное – его мужество в период тяжелых испытаний в Институте травматологии. Лев Николаевич перенёс многочисленные операции. Восхищала та напористость, невероятный спортивный результат, которого он достиг, взойдя на пик Ленина после длительного перерыва в немолодом возрасте.

Но мы вспоминаем Льва Николаевича прежде всего как человека мудрого, доброжелательного, терпимого, всегда готового помочь, настоящего старшего товарища, какого можно только пожелать молодым, вступающим сегодня в науку.

В. А. Романов

Мне посчастливилось работать с Л.Н. Усачевым в то время, когда принималось решение о сооружении нового ускорителя на месте обвалившегося здания. Вначале мне подумалось, что, будучи теоретиком, далеким от техники, чем он может помочь? При первых же обсуждениях выяснилось, что Лев Николаевич придает большое значение развитию экспериментальной базы института.

Я предложил соорудить электростатический ускоритель ЭГ-5, который можно было взять в НИИЭФА почти бесплатно. Лев Николаевич активно подключился к решению этого вопроса. Первый выход с этим предложением к директору института О.Д. Казачковскому был с ним. Олег Дмитриевич не советовал сооружать этот ускоритель, мотивируя тем, что максимальная энергия мала, всего – 5 МэВ.

Мы думали, как же быть. Я предложил сделать этот ускоритель в качестве инжектора к действующему перезарядному ускорителю ЭГП-10М. Соединение этих ускорителей позволило бы получать энергию ионов до 15 МэВ. Через некоторое время пришли к директору с картинкой. «Вот это другое дело. В этом варианте можно получить 10–15 МэВ». Лев Николаевич своим авторитетом помогал решать многие вопросы.

Многократно приходилось выезжать в наше Министерство для решения различных вопросов, связанных с сооружением ускорителя. Мне помнится такой момент. Приезжаем мы в Министерство к одному из начальников отдела с бумагой, которую заранее согласовали. Однако в ней нашлись неточности, которые Лев Николаевич предложил быстро исправить, отпечатать документ заново. Принесли бумагу чиновнику, а он нам говорит, что его срочно вызывают в Правительство. Тогда Лев предложил подвести его на своей машине и дорогой согласовать документ, что было и сделано. Этот документ предусматривал выплату премий смежным организациям, участвовавшим в изготовлении ускорителя.

Лев Николаевич был хорошим семьянином. Он был очень внимателен к маме. Каждый раз при поездке в Москву Лев Николаевич выкраивал несколько минут для встречи с ней.

Лев Николаевич обожал свой автомобиль. Но водителем был отчаянным и, пожалуй, не очень дисциплинированным. На машине ездить с ним было страшновато, особенно до Москвы. Однажды у Балабанова нас обогнала «Волга». Лев Николаевич не мог допустить, чтобы обогнали его «Волгу». И до Москвы соревновались. Делал такие виражи! Но как-то обошлось.

Я приметил, что Лев Николаевич очень уважительно относился к собеседнику. Когда рассказываешь о деле, незаметно уходишь в мелочи. Он не прерывает, но несущественное пропускает. Чувствуешь, что надо говорить убедительнее.

Лев Николаевич пользовался громадным авторитетом среди сотрудников института. Основные слагаемые его авторитета – высокая и разносторонняя образованность, скромность, предельная честность и исключительно внутренняя культура, одним из проявлений, которой было уважительное отношение ко всем, кто его окружал, независимо от занимаемого положения.

Г. И. Абакумов

Со Львом Николаевичем Усачевым я познакомился в 1965 году, когда пришел работать в лабораторию ускорителей. А с 1973 года работал его помощником. «Притираться» не потребовалось, так как постоянно выполнял общественную работу в отделении и контактировал с ним.

Обладая обаянием, талантом, умом, скромностью, тактичностью и честностью в тоже время Лев Николаевич был настойчив в принципиальных вопросах. Иногда по-детски наивен, он просто терялся при проявлениях хамства и лжи.

Работать с ним было не всегда легко, но очень приятно. Он внимательно слушал, быстро улавливал суть излагаемого, не торопил, давая возможность самому разобраться с вопросом и принять решение. При этом задумчиво смотрел мимо и, покусывая кончик стержня от шариковой ручки, вопросом, репликой, улыбкой давал понять о правильном решении. В конце беседы почему-то благодарил. Наверное, потому, что вопрос быстро решен и он оставался со своими мыслями и проблемами, требующими спокойствия и уединения. А я был благодарен за доверие и уважение.

Его рабочий стол, столики, стулья, шкафы были завалены научной литературой (наводить «порядок» он не разрешал), но удивительно – всегда помнил, что где находится. Вот один из примеров. Звонок секретарю «Евгения Ивановна, пожалуйста, посмотрите на большом столе во второй стопке в 3-м сборнике «Ядерные константы» мои записи». Всё оказывалось там, где он указывал.

После трагических событий в горах и лечения в ЦИТО предстояла долгая и упорная борьба, чтобы доказать окружающим и особенно себе, что он такой же как все и ему доступны все радости в любимой работе и отдыхе.

В стране не изготавливали протезы с требуемыми характеристиками. По его расчётам и эскизам в отделении изготовили протез, с помощью которого Лев Николаевич встал на лыжи. К нему приезжали горнолыжники и члены редакции журнала «Физкультура и спорт», с которыми он вёл переписку, чтобы посмотреть на успехи этого мужественного человека.

В это время он долго и упорно доказывал медикам и ГАИ, что его физическое состояние законно позволяет ему пользоваться личным автотранспортом с ручным переключением скоростей. В итоге он снова сел за руль автомобиля, что значительно увеличило возможности его контактов с людьми и организациями.

Водил машину Лев Николаевич лихо, иногда сознательно нарушая правила, так как всегда торопился. Чтобы «задобрить» ГАИ, крепил на пиджак медаль лауреата Ленинской премии и альпинистский значок покорителя пика Ленина – говорил, что здорово помогает (возможно, больше его обворожительная виноватая улыбка).

Вызывает удивление и восхищение неуёмная энергия этого человека. В районе Обнинска нет гор, но есть горнолыжники и есть желающие ими стать. И Лев Николаевич доказывает руководству, что городу нужна гора. А раз верхи «за» и ОУС согласен, то после преодоления долгого и сложного пути согласований, проектирования и т. д. гора была построена. И теперь ежегодно проводятся соревнования горнолыжников (больших и маленьких), посвящённые памяти Л.Н. Усачёва.

Кульминационным моментом для самоутверждения Льва Николаевича была поездка его на горнолыжную базу «Чегет». Когда он вернулся, загоревший, с сияющими от счастья глазами, и заявил: «Теперь могу смело сказать, что я не инвалид, а такой же, как все люди».

К общественной работе относился серьёзно. Когда дорога до Хвастовичей была почти построена, он сказал мне: «Я должен поехать в подшефный колхоз. Руководители области и города требуют, чтобы первые руководители коллективов бывали в подшефном хозяйстве».

И вот, после 3-х часовой езды на УАЗике, мы сидим по «брюхо» в грязи. Лев Николаевич весело шутит, даёт советы и даже предлагает свои услуги, чтобы обойтись без помощи трактора. Ещё через 1,5 часа мы на месте.

После ознакомления с условиями труда, быта и отличными отзывами руководства колхоза и колхозников о сотрудниках ФЭИ, работающих в колхозе «Правда», остался доволен.

Вечером он выступил в клубе перед жителями села Кудрявец с докладом на тему «Об использовании атомной энергии в мирных целях», ответил на многочисленные вопросы.

На следующий день, верный привычке – все испробовать самому, попросил организовать ему верховую езду. И вот Лев Николаевич в седле на спокойной возрастной кобыле с удивленной улыбкой объезжает свекольное поле. По завершении выездки по его лицу и без вопроса было ясно, что лыжи лучше.

Лев Николаевич много бывал в научных командировках. По возвращении он рассказал о своих «бытовых» и познавательных случаях. Из Вены он часто привозил горнолыжный инвентарь, так как «заразил» этим видом спорта членов своей семьи.

В Сиднее, накануне отъезда, имея в кармане 60 долларов, рассуждал: «В городе красивый, современной постройки театр. Билет стоит 50, такси – 10, утром покормят, в аэропорт отвезут (не оставят же), в самолёте покормят, – иду. Если не посмотрю театр, всю жизнь буду жалеть».

Можно привести множество примеров, характеризующих Льва Николаевича как увлекающегося, неравнодушного и застенчивого, любящего здоровый юмор, иногда попадающего в смешные ситуации.

Однажды видел Лева Николаевича в гневе. Его пригласили к следователю: нечестный человек подделал на письме его подпись в УРС и в магазине приобрёл для «горнолыжников» несколько импортных спортивных курток. Успокаивая его, сказал, ведь разобрались же быстро и пусть теперь болит голова у того, кто так поступил. А он ответил, что у таких людей от этого ничего не заболит.

Б. И. Фурсов

Написать полный, детальный портрет Л.Н. Усачева даже в десятке очерков о нем невозможно, настолько он был многообразен, с каждым годом или периодом жизни проявляясь по-разному.

Я пришел в институт в 1968 году и не застал его «реакторного» этапа творчества, который получил высочайшую оценку коллег из базовых институтов и КБ отрасли. Но, к счастью, застал активную роль Льва Николаевича, когда он занимался ядерной физикой, необычайно был увлечен ядерными данными, созданием Центра по ядерным данным и исследованием ядерного деления, представления о котором бурно развивались в тот период под влиянием работ В.М. Струтинского о сложной, осциллирующей структуре потенциального барьера. Именно за исследование квадрупольного фотоделения Л.Н. Усачев стал соавтором научного открытия СССР № 269, наряду с коллегами Н.С. Работновым, Г.Н. Смиренкиным, А.С. Солдатовым (ФЭИ) и С.П. Капицей, Ю.М. Ципенюком (Институт физических проблем).

В конце 60-х – начале 70-х гг. ФЭИ развивался очень бурно, ежегодно в институт приходили десятки молодых специалистов, особенно из Обнинского филиала МИФИ, которые вскоре составили костяк теоретического и экспериментального отделов сектора 1, которым руководил Л.Н. Усачев. Одним из самых сильных впечатлений у меня осталась степень уважения к молодым ученым, атмосфера равности, партнерства к любому специалисту, который заходил подписать документ или обсудить результаты, изложенные в статье или отчете. Лев Николаевич воспринимал его как равного коллегу, не только обучал, но и учился сам. У него всегда голова была в работе. Можно было наблюдать такую картину. Сидит у него молодой человек, а Л.Н. смотрит в пространство, паузы длинные. А потом задавал вопросы по существу и выдавал исключительно дельные советы. Такое подчеркнутое уважение к молодому ученому, который оказывался в его поле зрения, показатель высокой внутренней культуры и интеллигентности.

При внешней рассеянности, даже какой-то «недотёпистости», Лев Николаевич был очень собранным и внимательным человеком. Как-то я принес ему статью об измерении сечения деления урана-238. Нормировка производилась пороговым методом изотопных примесей, предложенным еще в 50-х годах И.И. Бондаренко и Г.Н. Смиренкиным. Для повышения точности я использовал серию делящихся образцов урана-238, содержащих разные по величине примеси урана-235. Лев Николаевич просмотрел статью, похвалил, но, неожиданно для меня, остановился на таблице масс-спектрометрического анализа образцов. В верхней строчке был представлен образец с минимальной примесью урана-235. «По-моему, этот образец в статье показывать нельзя», – задумчиво сказал он. Я удивился, но был отправлен к П.А. Величенкову, начальнику секретного отдела. Теоретик Усачев оказался прав – это был образец «отвального» урана после отбора урана-235 из естественного урана диффузионным методом; его состав был секретным, так как позволял оценить не только эффективность диффузионного метода, но и масштабы обогащения урана в тот период, до массового внедрения центрифуг. Пришлось выкручиваться – показать другой состав и написать, что образец был специально приготовлен из высокочистых изотопов урана.

Что касается ядерных данных, Лев Николаевич охватывал проблему целиком. Он понимал, что нам нужно в первую очередь наладить контакты и широкий обмен данными с Западом, где предпринимались попытки создать коммерческие оценки, закрытые для нас. Такие контакты были налажены, сформировались система CINDA с библиографическими данными и система экспериментальных данных EXFOR (название принято по предложению А.И. Абрамова). Все было сделано вовремя – это был период бурного развития всякой экспериментальной и оценочной деятельности в разных странах.

Проходили громадные нейтронные конференции по ядерным данным в Киеве и за рубежом, Лев Николаевич непременно участвовал в них и всячески рекламировал отечественные результаты. Одновременно в секторе № 1 Усачева были организованы широкомасштабные экспериментальные работы по измерению «ню», сечений деления, неупругого рассеяния и радиационного захвата, нейтронных спектров и других базовых констант для обоснования программы энергетики на быстрых нейтронах. Под эту деятельность Лев Николаевич инициировал и добился выпуска специальных приказов Министра – особой формы финансирования, которая приоткрывала узкую щелочку к получению импортного оборудования (мы значительно отставали по ядерной электронике). И на самом деле, это могло решить и решало очень многое. Например, группой В.Н. Кононова была детально измерена важнейшая для реакторов-бридеров величина «альфа» для плутония.

Когда произошла идеологическая катастрофа, связанная с делом В. Павлинчука, завершившаяся, по сути, разгромом теоротдела, это отразилось на духе Льва Николаевича, который никогда не был бойцом с партийным руководством города. В частности, к нему замом был направлен человек, который долгие годы служил в органах ГБ, в минимальной степени помогал в работе, а больше осуществлял надзорные функции. А когда его заменил Г.И. Абакумов – «наш человек» из ускорительного отдела, Лев Николаевич приободрился. Помню на 50-летии Г.И. Абакумова Лев Николаевич в теплом поздравлении сказал, что если бы у нас хватало таких хозяйственных руководителей, то было бы вдоволь и ускорителей, и мяса, и молока (царила эпоха шефской помощи селу под лозунгом «продовольственная программа – дело всенародное»).

Совершенно необходимо отметить увлечение Льва Николаевича горными лыжами. Горы для него были, на самом деле, аккумулятором жизненной энергии. После трагедии на пике Ленина кататься ему на лыжах было тяжело, но он был упорен – красиво «входил в дугу», но часто падал. Тогда на лыжах не было простейших приспособлений – стопперов, которые останавливают лыжи на склоне. Лев Николаевич прикреплял к ботинкам лыжи резинками и при падении ему больше доставалось от лыж, которые «догоняли» его на резинках и чувствительно ударяли.

Удивительный и характерный факт: в кинозале на горе Чегет Лев Николаевич провел собрание, на котором присутствовали две сотни горнолыжников. Полтора часа он рассказывал о добровольно принятом на себя обязательстве организовать индустрию горнолыжного оборудования в стране и повысить безопасность катания в горах. Он использовал свои связи, звание лауреата Ленинской премии для организации производства горнолыжных креплений КЛС-2 на Казанском авиационном заводе. Лев Николаевич сказал, что наши крепления будут лучше иностранных. Потом так иронично улыбнулся и добавил: «Они являются копией западных, но лучше блестят». Уезжая в загранкомандировку, он не забывал положить в карман рулетку. Во Франции, Австрии обходил массу магазинов, измерял на лыжах, где должна быть середина ботинка. Его не раз выпроваживали, считая, что он занимается промышленным шпионажем. Но он вывел формулу крепления ботинок, сказав, что мы не можем равнодушно кататься на лыжах, пока девчонки ломают себе ноги на коварных склонах Чегета.

С этой поездкой, состоявшейся в феврале 1979 года, у меня лично связаны очень теплые воспоминания – это была моя первая поездка в горы. Накануне я защитил кандидатскую диссертацию и друзья – однокашники по ОФ МИФИ, решили приобщить меня к горным лыжам. Команда ФЭИ отправилась на Чегет в составе около 20 человек, в том числе Л.Н. Усачев с супругой Верой Петровной, дочерью Анной, внучкой Машей и зятем Ю.Г. Бобковым. Вылет был ранний из аэропорта Домодедово, и мы выехали из Обнинска на институтском автобусе в 5 часов утра, с лыжами, рюкзаками. Едва отъехали, Лев Николаевич говорит: «Какой кошмарный сон мне сегодня приснился!». «Какой, Лев Николаевич?». «Мне приснилось, что я проспал и опоздал на этот автобус!». Конечно, при том значении, которое Лев Николаевич уделял поездкам в горы, опоздать на этот автобус означало не попасть на любимый Чегет. Ведь мы жили при социализме, помогал профсоюз, путевки на две недели с перелетом стоили каждому меньше 100 рублей, но авиабилет был коллективным, путевка тоже была коллективной и оторваться от коллектива, означало потерять путешествие и катание в горах.

Радость и удовольствие, которое испытывал Лев Николаевич в горах отражалось на его лице и настроении – он весь светился. Во время этого путешествия у Льва Николаевича случился день рождения, который все отметили во время ужина трехлитровыми банками с яблочным соком.

Научная деятельность Льва Николаевича была фундаментальной, выпускаемые работы зрелыми и обоснованными. Как отмечал его соратник по открытию Г.Н. Смиренкин, обсуждение каждой готовящейся совместной статьи происходило долго, нудно. Но всегда, если статья выпускалась с участием Усачева, она находила самый широкий и сильный отклик у коллег в стране и за рубежом.

Вклад Л.Н. Усачева в развитие и авторитет ФЭИ, в становление молодых специалистов неоценим. Нам, безусловно, надо сделать все, чтобы память о Льве Николаевиче сохранилась навсегда.

А. А. Серегин

В своей жизни я многим обязан Льву Николаевичу Усачеву. Именно он взял меня, выпускника провинциального Воронежского университета, в теоретический отдел ФЭИ. И поэтому во время работы в лаборатории и в отделе, которыми руководил Лев Николаевич, я всегда старался оправдать его доверие. К сожалению, у нас не было совместных работ, хотя все работы докладывались и обсуждались на семинаре Льва Николаевича. И этому были причины. Когда я поступил в ФЭИ и занялся вместе с Работновым Николаем Семеновичем ядерной физикой, Лев Николаевич в это время с большой увлеченностью и упорством занимался созданием в ФЭИ Центра по ядерным данным СССР. Центр должен был связать исследования по ядерной физике, которые в это время становились всё более академическими, с практическими работами по созданию высокоэффективных ядерных энергетических установок. И несмотря на то, что Лев Николаевич был моим начальником лаборатории, он никогда не позволял себе поставить свою фамилию в список авторов, если он не принимал активного участия при выполнении этой работы. Это был его принцип. А к принципам Лев Николаевич относился очень серьезно. Вспоминается такой случай. Лев Николаевич после просмотра моей кандидатской диссертации посоветовал переработать предложение, в котором говорилось, что Кумар с Баранджером в принципе правы, выбирая потенциал коллективных движений в виде аналитической функции от двух инвариантов в пятимерном пространстве, но мы выбираем его не так. Лев Николаевич заметил, что с принципами просто разделаться каким-то «но» нельзя. Принцип на то он и принцип, что его обойти невозможно.

Ещё с одной стороны я узнал Льва Николаевича, участвуя вместе с ним в подведении квартальных итогов работ среди коллективов института. Я много лет работал в профбюро отдела председателем производственной комиссии, которая каждый квартал подавала в профком результаты работ нашего отдела. Лев Николаевич, несмотря на огромную занятость, регулярно принимал участие в подведении этих итогов на расширенном заседании дирекции института, парторганизации и месткома. Он всегда ярко выступал, комментируя каждую работу, и уходил довольным, унося, как правило, в свой кабинет Красное Знамя. С нашим маленьким отделом всем соревноваться было очень трудно, так как в теоретическом отделе на одного сотрудника выпускалось научной продукции (докладов, статей, диссертаций и монографий) в несколько раз больше, чем в любом другом коллективе института. Победы теоретического отдела не очень нравились многим, и с каждым годом в правила соревнования вводились новые показатели: отчёты, рацпредложения, изобретения и экономический эффект от них и одновременно обесценивалась старые показатели. Так как в теоретическом отделе в то время не писали отчётов, не было ни рацпредложений, ни изобретений, то с какого-то года наш отдел прочно стал занимать последние и предпоследние места. И вот однажды, после своего выступления и заслушивания своих конкурентов, Лев Николаевич попросил слова и сказал, что в мире в год на исследования по ядерной физике тратится почти 100 миллионов долларов, а СССР – около 5 миллионов долларов.

Благодаря обмену данными через Центр по ядерным данным, который успешно функционирует в теоретическом отделе, СССР получает данные на 95 миллионов долларов. Вот это экономический эффект! После этих слов наступила тишина, которая испортила торжество победителей.

Вот таким мне вспоминается Лев Николаевич.

Ю. Н. Шубин

Среди многих увлечений спорт в жизни Льва Николаевича занимал особое место. Первая моя встреча касалась шахмат. Осенью 1960 года я приехал в ФЭИ на собеседование. Из проходной вышли два человека – один большой (Лев Николаевич), другой Владимир Семёнович Ставинский. И первый вопрос Льва Николаевича: «А не увлекаетесь ли Вы шахматами?». Владимир Семёнович как-то посмеивался. Смысл этого вопроса стал ясен несколько позже.

Теоретический отдел охватила шахматная лихорадка, инициатором которой был кандидат в мастера спорта С. Куркин. В течение нескольких месяцев теоретический отдел был в возбужденном состоянии. Лев Николаевич в этих мероприятиях не участвовал. И, по-видимому, не одобрял как руководитель отдела, призванный следить за трудовой дисциплиной.

Но когда на четыре сдвинутых письменных стола лёг теннисный стол (изготовленный в РСУ как чертёжные доски) в центре «бунгало», то Лев Николаевич вместе с Аграновичем, Стахановым, Гордеевым, Малышевым, Турчиным, Шутько, Работновым и более подвижной молодежью носился вокруг стола. Тогда только Степанов и Куркин имели какое-то понятие о настольном теннисе. Единственный, кто не принимал участия в этой игре, был Павлинчук, которого в отместку судьба «заставила» играть в настольный теннис на сцене театра во время КВН с Дубной. К счастью, с таким же неумеющим Володей Никитиным.

Самым главным увлечением Льва Николаевича я считаю горные лыжи. Уже после восхождения на пик Ленина, связанного с тяжелыми травмами, он начал вновь учиться кататься на лыжах. Усовершенствовав протез, катался на самых опасных склонах Чегета, в Кировске.

В 1976 году, когда ещё раз получил травму, снова продолжал кататься. Буквально за несколько недель до смерти в 1983 году катался в Кировске. Именно под его влиянием создалась группа энтузиастов-романтиков горных лыж. Построили горнолыжную трассу сначала в Калуге, затем в Обнинске. Воздвигнули две горы (привезены многие сотни тысяч машин с грунтом), построили два подъёмника.

Теперь сотни горожан (и не только) активно катаются. Потому что, как говорил Лев Николаевич, цитируя олимпийского чемпиона Жан Клода Келли: «Горные лыжи – это еще не счастье, но они вполне способны заменить его».

Первая память о Льве Николаевиче есть: уже лет 15 проводим горнолыжные соревнования на приз его имени. Изготовили Хрустальный кубок с изображением учёного и любимых его мест. Как обычно, Вера Петровна готовит пирожки на соревнования, и всё кончается праздником.

В моей памяти Лев Николаевич останется как человек разносторонних и интересных увлечений и очень мужественный.

В. Г. Проняев

Я впервые познакомился со Львом Николаевичем, вернее с его идеями и работами уже вошедшими в курсы теории переноса нейтронов, в конце шестидесятых годов, будучи студентом энергетического факультета МИФИ. Понятие ценности нейтронов относительно различных ядерных процессов в средах, используемое в этих работах, основалось на достаточно формальных математических определениях. Однако из-за того, что курс теории переноса нейтронов в реакторе читался нам уже после достаточно серьёзного знакомства с квантовой механикой, а также относительной близости математического аппарата, используемого в обоих случаях при формулировке и решении задач, наше понимание и интерес к этому курсу был достаточно большим. Кроме этого, для меня это был, возможно, первый наглядный пример, когда при решении объемной инженерной задачи широко используются методы теоретической и математической физики.

В 1970 году, при работе над дипломом в Институте Атомной Энергии им. Курчатова возник вопрос и о возможном месте дальнейшей работы. В то время я работал в группе экспериментаторов на горизонтальном канале реактора ВВР-10М, обеспечивавшем достаточный поток нейтронов для измерения спектров нейтронов, сформированных в объемных образцах различных изотопов. Измерения проводились методом времени пролёта с использованием механического селектора. Идейным руководителем работ по созданию новой методики измерения свойств нейтронных резонансов был Владимир Иосифович Мостовой. В это время предполагалось, что новый источник нейтронов на основе линейного ускорителя электронов («Факел») будет запущен через год-два, и для работы на нём понадобятся физики-экспериментаторы. Я получил предложение от Владимира Иосифовича о возможности трудоустройства после пуска ускорителя. В это же, время Александром Ильичом Лейпунским, заместителем директора ФЭИ по науке, были запрошены десять молодых специалистов из МИФИ для заполнения вакансий в различных научных подразделениях Физико-энергетического института в Обнинске. Мне было предложено распределение в ФЭИ, и Владимир Иосифович посоветовал мне поискать место в отделении, возглавляемом Львом Николаевичем, имеющем наиболее близкую тематику работ. Лев Николаевич в это время находился на лечении в Центральном Институте Травматологии и Ортопедии после трагедии, произошедшей при восхождении на пик Ленина. По стечению обстоятельств несколько вакансий было открыто в расширявшем свою деятельность Центре Ядерных Данных (ЦЯД, лаб. 94) теоретического отдела. Лев Николаевич, совмещавший должность начальника теоретического отдела и отделения, не только проявлял большой интерес, но и практически возглавлял работу по развитию компьютеризации обмена ядерными данными и программного обеспечения, включая первые работы по графическому представлению данных.

В апреле 1970 года, после оформления и выхода на работу, нас, новых сотрудников отдела, Лев Николаевич пригласил к себе в кабинет для формального представления и знакомства. С этого дня мне достаточно часто приходилось бывать в этом кабинете, в основном на научных семинарах отдела, которые, как правило, там проводились, но также и при обсуждении различных научно-технических проблем Центра. Самой большой достопримечательностью кабинета было старое кожаное немецкое кресло, очевидно появившееся в ФЭИ вместе с группой немецких учёных и известное нам как кресло профессора Позе. Кабинет был достаточно большим и удобным для проведения семинаров, заседания партийных и профсоюзных бюро, а также различных официальных и неофициальных мероприятий. Большая доска была всегда полностью исписана, а часть её, предназначенная для долговременного хранения информации, не стиралась месяцами.

С приходом новых сотрудников Лев Николаевич инициировал работы по созданию отечественной библиотеки рекомендованных оценённых нейтронных данных (БРОНД – предложенная им аббревиатура). Так как создание полных файлов микроскопических оценённых сечений взаимодействия нейтронов с ядрами в широком интервале энергий было невозможно без привлечения моделей ядерных реакций, большое внимание уделялось развитию моделей и написанию программ расчёта сечений. Для работ по оценке и обмену данными в 1971 году была установлена ЭВМ М-220, к которой был подключен магнитофон западного формата чтения и записи «Плесси», а затем и графопостроитель «Бенсон». Первым, кто осваивал эту технику, например, написание программ для графопостроителя в командах перемещения пера и бумаги, был Лев Николаевич. Он занимался этим даже не из-за того, что как администратор чувствовал ответственность за эффективное использование дорогостоящей западной техники, а просто потому, что это было ему интересно. Интересы у Льва Николаевича были довольно разнообразными, и если он чем-то увлечённо занимался, то очень быстро выходил на высокопрофессиональный уровень. Так, в это время появилась книга Налимова по теории планирования эксперимента, где обсуждалось решение задачи оптимизации затрат на проведение измерений для получения определённого результата (знания какого-либо сложного параметра с заданной точностью). Используя данный подход, Лев Николаевич показал, как оптимально (с минимальными затратами на уточнения тех или иных ядерных сечений в экспериментах) решить задачу расчёта с наперёд заданной точностью важных нейтронно-физических параметров ядерных установок. Решение такой задачи, в свою очередь, потребовало, чтобы оценённые данные содержали не только значения оценённых сечений, но оценённых погрешностей, которые в наиболее общем виде задаются в виде ковариационных матриц. К практическому решению этой задачи в лабораториях США, странах Евросоюза и Японии приступили только сейчас. Несомненный признак талантливых людей – они могут позволить себе заниматься «тем, чем хотят», и даже если они вынуждены заниматься «тем, чем надо», они и при этом находят что-то интересное и получают, несомненно, важные результаты! Широта знаний и научного кругозора Льва Николаевича была видна не только из-за большого разнообразия задач, которые ему приходилось решать, но и проявлялась во время научных семинаров, посвящённых разным проблемам, по его вопросам и комментариям. Лев Николаевич не просто знал, а хорошо владел методами теоретической и математической физики, что позволяло ему, видимо, на лету делать простые оценки и «почувствовать» результат.

Как большинство самоуглублённых учёных, Лев Николаевич был иногда рассеян, он часто физически не мог тратить время и внимание на что-то постороннее, отвлекавшее его от работы. К этому постороннему относилось и наведение и поддержание порядка на рабочем столе, или, вернее сказать, рабочих столах в своём кабинете. Лев Николаевич придерживался предметно-временного принципа хранения бумаг на столах. Он заключался в том, что разные секторы большого Т-образного стола заседаний в его кабинете использовались для хранения и работы с документами или задачами одной и той же проблематики. Самые последние бумаги по данной теме находились наверху, более старые – в предшествующих слоях. Эта система позволяла Льву Николаевичу достаточно быстро найти любую бумагу. Если вы оставляли на подпись или для ознакомления какой-то документ или работу, а потом приходили за ней, Лев Николаевич достаточно быстро находил нужный документ или работу в определённом секторе стола. К сожалению, дважды в год, под 1 мая и 7 ноября, этот порядок подвергался существенным нарушениям. Накануне праздников комиссия, включающая пожарников, проверяла состояние рабочих помещений. Одним из требований пожарной службы был порядок на рабочих столах. Достаточно было сложить те же бумаги лежавшие слоями на столе в стопку, чтобы это считалось порядком. Поэтому после праздников Лев Николаевич, как и большинство сотрудников отдела, какое-то время тратил на то, чтобы разложить бумаги и документы в старом и более привычном порядке.

Двери кабинета Льва Николаевича были открыты для всех, и молодые сотрудники всегда ощущали его поддержку и помощь как в решении научных вопросов (от распределения времени на компьютере до критического прочтения работ), так и при решении бытовых вопросов (получении детских садов, жилья), где поддержка администрации могла играть существенную роль. Благодаря авторитету, который имел Лев Николаевич в Минсредмаше и МАГАТЭ, по его предложениям и прямой поддержке, оказалось возможным трудоустроить на работу в МАГАТЭ в течении нескольких месяцев в 1980 году 3-х человек из Центра Ядерных Данных, что, учитывая конкурс в несколько десятков человек на одно место и требования географической квоты, вероятно, является некоторым рекордом. С этого момента и до настоящего времени между секцией ядерных данных МАГАТЭ и Центром Ядерных Данных ФЭИ существует тесная связь в виде участия сотрудников ЦЯД в большинстве проектов, организуемых секцией ядерных данных.

Конечно, двадцатилетняя разница в возрасте не способствовала установлению более близких личных отношений, но тем не менее некоторые личные увлечения Льва Николаевича становились достоянием и научной общественности. Одно из них – это увлечение горными лыжами, увлечение, которое не могла прервать даже фактическая инвалидность, полученная Львом Николаевичем после трагедии в горах. Горнолыжный вид спорта в 70-х не был особенно массовым из-за отсутствия достаточного количества трасс, подъёмников и горнолыжного снаряжения. Новые горные лыжи французского или австрийского производства стоили очень дорого, и их практически невозможно было купить в стране. Но Льву Николаевичу достаточно часто приходилось ездить на международные совещания в МАГАТЭ (Вена, Австрия), где он представлял СССР в Международном Комитете по Ядерным Данным. И если большинство командированных покупали в подарок на сэкономленные во время командировки шиллинги французский коньяк или виски, продававшиеся без каких-либо наценок в магазине МАГАТЭ и отсутствовавшие в наших магазинах, Лев Николаевич часто привозил из командировок лыжи, хоть и не новые, но марок известных производителей. Очевидно, что расположение креплений на лыжах влияет на технику спуска и результаты. Каждая фирма-производитель лыж давала свои рекомендации по установке креплений. Лев Николаевич, собрав все рекомендации, провёл их анализ и опубликовал свои исследования в общесоюзном спортивном журнале. Вероятно, для профессионалов горнолыжного спорта установка крепления производится индивидуально, но для большого количества любителей этого спорта такой анализ был полезен. Касаясь собственной техники спуска, Лев Николаевич с долей юмора объяснял, что его голеностопный протез с фиксированным положением стопы позволяет реализовать основную рекомендацию при горнолыжном спуске – неподвижность стопы относительно голени.

Другим, и последним, увлечением Льва Николаевича была электропунктура. Для её применения вместе с Иваном Андреевичем Леднёвым был изготовлен прибор, позволявший проводить на теле поиск точек с высокой проводимостью, отвечающими за те или иные функциональные отделы организма в соответствии с древними атласами китайской медицины. Прибор, насколько я помню, мог генерировать постоянное или импульсное невысокое напряжение, с помощью которого, как предполагалось, можно было воздействовать на состояние того или иного отдела или органа. Мне трудно оценить действенность такого лечения, но отрицать его лично я не могу, потому что сам в своё время был излечен практически навсегда от сильнейшего радикулита после десяти сеансов иглоукалывания, то есть на основе техники, близкой к электропунктуре. Кроме этого, я оказался свидетелем, если и не излечения, то, по крайней мере, снятия сильнейшего болевого ощущения с помощью этого прибора при приступе радикулита. Во время командировки в МАГАТЭ, насколько я помню в 1982 году, Лев Николаевич зашёл к заместителю Генерального Директора МАГАТЭ Борису Алексеевичу Семёнову, чтобы обсудить вопросы сотрудничества с МАГАТЭ. Борис Алексеевич оказался практически в неработоспособном состоянии из-за сильнейшего приступа радикулита. Лев Николаевич в это время уже никогда не расставался с этим прибором и предложил Борису

Алексеевичу провести сеанс лечения. Вероятно, болевые ощущения были настолько сильными, что Борис Алексеевич немедленно согласился, и для выполнения процедуры был использован большой стол для заседаний. Через десять минут болевые ощущения были сняты и совещание продолжилось. Конечно, электропунктура не могла быть «панацеей от всех бед», но её возможности были плохо изучены, и Лев Николаевич как истинный исследователь изучал её на себе, возможно часто и во вред своему здоровью.

Несмотря на достаточно короткий срок (десять лет), что я проработал в отделении и отделе, возглавляемом Львом Николаевичем, и то, что он не был моим непосредственным научным руководителем и у нас нет совместных работ, Лев Николаевич оставил глубокое впечатление у меня и, как я думаю, у других, в то время молодых, сотрудников отдела, как пример большой увлечённости наукой и отношения к ней не как к профессии, которая позволяет зарабатывать средства на жизнь, во что она всё больше и больше превращается в настоящее время, а как к образу жизни. Лев Николаевич ушёл из жизни немного моложе по сравнению с нами в нашем нынешним возрасте, но, как я понимаю сейчас, мы, по сравнению с ним являемся глубокими стариками-прагматиками.

В. М. Бычков

Я поступил на работу в ФЭИ в 1970 году после окончания Обнинского филиала МИФИ. Вопреки моим ожиданиям, вместо работы в отделе экспериментальной ядерной физики я был направлен в лабораторию 94, Центр Ядерных Данных (ЦЯД). Идея создания ЦЯД принадлежала Льву Николаевичу Усачёву. Со свойственной ему способностью находить эффективные решения научных проблем он оценил важность международного обмена данными для выработки рекомендованных ядерных констант. В дополнение к опытным сотрудникам, уже работавшим в ЦЯД, было решено взять молодых специалистов. В один и тот же день, 1 апреля, В. Проняев и я вышли на работу, несколько позже к нам присоединился А. Пащенко, а двумя годами позже – А. Блохин и Ю. Бобков.

Моя первая встреча со Львом Николаевичем проходила в необычной обстановке: это было после трагического происшествия с ним во время восхождения на пик Ленина, где он получил серьезные обморожения. В результате, ему ампутировали фаланги пальцев на руках и части ступней на ногах. Льва Николаевича недавно выписали из больницы, и он не выходил ещё на работу, поэтому встреча происходила у него на квартире. Он не мог ещё ходить и передвигался по квартире сидя на детском трёхколёсном велосипеде. Писал он, зажав стержень от шариковой ручки между укороченными пальцами. Лев Николаевич говорил в тот день о задачах ЦЯД: меня поразило, что он, казалось, не замечал своего физического состояния и был целиком поглощён темой обсуждения.

Впоследствии я не раз имел возможность убедиться в его способности решать любые задачи, связанные с обеспечением работы ЦЯД: от организации международного сотрудничества до решения таких технических задач как компьютеризация, разработка матобеспечения и работа графопостроителя. Его подход к решению проблем был подходом физика: он умел выявить ядро проблемы и пренебречь несущественными деталями. Иллюстрацией к этому может служить эпизод с графопостроителем. Для ЦЯД приобрели французский графопостроитель, но инженер, отвечавший за его работу, никак не мог его наладить. Тогда Лев Николаевич со словами «здесь нужен другой подход» сел сам за графопостроитель, разобрался в принципе его работы, и заставил-таки последний работать. Первым результатом работы графопостроителя был портрет главного инженера ФЭИ Д.М. Овечкина.

Хотя Лев Николаевич не обладал спортивной внешностью, он был спортсменом по сути, или, говоря нашим языком, он обладал сильным духом. Несмотря на физический недуг, он продолжал получать удовольствие от катания на горных лыжах и вождения автомобиля. В то время, немногочисленные тогда горнолыжники Обнинска устраивали соревнования на Кончаловской горке. Там я получил объяснение принципов катания на горных лыжах от Льва Николаевича. В отличие от обычного инструктажа по постановке лыж, колен и туловища, объяснение Льва Николаевича было основано на физике процесса: катание с горы это фактически падение под действием силы тяжести, причём действия лыжника направлены не на то, чтобы предотвратить падение, а на то чтобы направить его по желаемой траектории.

После ампутации пальцев на руках был риск, что медики не дадут положительного заключения для подтверждения водительских прав, но всё обошлось, – Лев Николаевич сумел всех убедить, что он сумеет удержать руль в руках. Он получал явное удовольствие от вождения и даже устанавливал личные рекорды по времени поездки от Обнинска до министерства в Москве.

В. С. Гудкова (Дмитриева)

Внимательный и заботливый

Я приехала в институт в 1947 году. Тогда мы все друг друга называли по имени, неважно, кто какую должность занимал. Я делала расчеты по заданию Льва Николаевича, а всей техники было – карандаш, бумага и счеты. Складывали и вычитали на счетах, умножали на бумаге. Потом стали и отчеты печатать, формулы вписывать.

Лев Николаевич заботился даже о том, какие мне буквы больше нравятся, чтобы было приятно их вписывать в отчет. Работу выполнять для Льва Николаевича составляло большое удовольствие. Он так «спасибо» скажет, что можно было работать круглые сутки. В отношении с коллегами, подчиненными был ровный, уважительный, и это помнится всегда.

Как-то однажды я с расчетами зашла к нему в кабинет. Там были приезжие солидные люди. И его назвала «Лев Николаевич». Позже он спросил, зачем я его назвала по отчеству, неужели он такой старый?

Было много интересных совместных походов, вылазок на природу в лосиный заповедник. Лев собирался с Алешей Романовичем на Памир. Жена Вера Петровна не пустила его: они ждали ребенка. Родились близнецы – сын и дочь. Для Алеши Романовича восхождение закончилось трагично – он погиб. Гибель друга очень изменила Льва – он перестал улыбаться, как-то замкнулся.

... Лето 1954 года. Встречаемся со Львом возле Дома культуры. Он и спрашивает: слышала ли я о пуске Первой в мире АЭС? Так вот для чего я делала расчеты! Настолько соблюдалась секретность, не знала даже, что происходит рядом.

А. И. Воропаев

Большая личность светит ярко

Все ранее выступавшие близко знали Льва Николаевича. О себе этого сказать не могу. Но большая личность светит ярко. Три луча – три штриха из минувшего.

Почтовый ящик 412. С.Б. Шихов (низкий поклон его памяти) дал тему диплома – «Быстрый реактор большой мощности с наработкой трития». В голове каша из уравнений, формул ядерных реакций...

Дали изучать кандидатскую диссертацию Льва (так его за глаза называли почти все). Два месяца носил с собой. Каюсь. Иногда даже брал на пляж. Какая логика, какой хороший русский язык, нет прилагательных – одни глаголы. Лучшего потом долго не читал. И, главное, понял как делать диплом.

У меня есть великолепные, полные мудрости вещи. Например, доклад 1972 года в Вене «Могут ли физики-экспериментаторы, оценщики ядерных данных и расчетчики понять друг друга?» Надо их обязательно собрать, очень вдумчиво откомментировать и издать. Такой том будет учебником нового типа.

Со Львом Николаевичем у меня лишь одна общая работа. Но какая! Мне, которому скоро 27 лет, поручают писать раздел об экспериментах на БФС для доклада в Женеве. Сейчас понимаю, что, скорее всего, это «удружил» О.Д. Казачковский. Написал что-то и отнес Л.Н. Три вечера по два часа с ним обсуждали написанное. Осознал смысл поговорки «дьявол в деталях».

В последний год его жизни раз в 1–2 месяца вечером заходил в его кабинет. Имел честь сидеть в легендарном кресле с высокой спинкой. Л.Н. показал амбарную книгу – протоколы профсоюзных собраний конца 40-х годов... Неспешный разговор, обо всем.

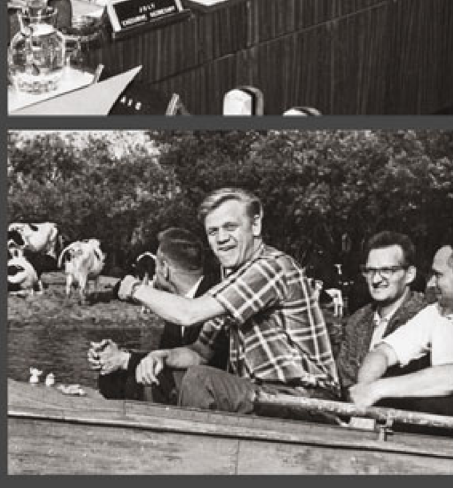
По бордюру розария, перед главным корпусом, мелкими шажками переступает Человек. Он учится во второй раз ходить.

ОБ АВТОРАХ ВОСПОМИНАНИЙ

Абакумов Г.И. – заместитель директора отделения Усачёва (1974–1996).
Блыскавка А.А. – канд. ф.-м. н., начальник математического отдела в составе отделения Л.Н. Усачёва.
Бычков В.М. – канд. ф.-м. н., в ФЭИ с 1975 г., направлен в МАГАТЭ.
Воропаев А.И. – канд. ф.-м. н., сотрудник ФЭИ, участник работ по реакторам на быстрых нейтронах.
Гудкова (Дмитриева) В.С. – в ФЭИ с 1947 г., сотрудница первой теоретической лаборатории.
Игнатюк А.В. – д-р ф.-м. н., проф., в ФЭИ с 1963 г., начальник теоретического отдела (1988–2007).
Казачковский О.Д. – д-р ф.-м. н., проф. лауреат Ленинской премии за работы по физике быстрых реакторов, в ФЭИ с1947 г., директор ФЭИ (1973 – 1987)
Карабаш А.Г. (ум. 2003 г.) – д-р хим. наук, проф., Заслуженный изобретатель, в ФЭИ с 1950 г., начальник отдела химии и радиохимии (1963–1986).
Кузьминов Б.Д. – д-р ф.-м. н., проф., Заслуженный деятель науки, в ФЭИ с 1954 г., начальник отдела в составе отделения Л.Н.Усачёва (1971–1983), директор отделения ФЭИ (1983–1996).
Манохин В.Н. – д-р ф.-м. н., в ФЭИ с 1960 г., начальник Центра Ядерных Данных (1972–2006).
Михайлов Л.С. – друг Л.Н.Усачёва с детства, вместе учились в школе.
Проняев В.Г. – канд. ф.-м. н., в ФЭИ с 1975 г., длительное время работал в МАГАТЭ, ведущий научный сотрудник (с 2005 г.)
Пупко В.Я. (ум. 1999 г.) – д-р ф.-м. н., проф., лауреат Государственной премии, Заслуженный деятель науки и техники, в ФЭИ с 1950 г., директор отделения ФЭИ (1964–1996).
Работнов Н.С. – д-р ф.-м.н., проф., Заслуженный деятель науки, в ФЭИ с 1959, заместитель директора по фундаментальным исследованиям (1993–1999).
Романов В.А. – д-р техн. наук, в ФЭИ с 1954 г., начальник лаборатории ускорителей в составе отделения Л.Н.Усачёва (1969–1979), начальник отдела ускорителей (1979–1998).
Серёгин А.А. – д-р ф.-м. н., в ФЭИ с 1965 г., сотрудник теоретической лаборатории (1965–1994).
Смиренкин Г.Н. (ум. 1994 г.) – д-р ф.-м.н., проф., Заслуженный деятель науки, в ФЭИ с 1952 г., начальник лаборатории физики деления ядер (1964–1994).
Троянов М.Ф. – д-р т.н., проф., лауреат Ленинской и Государственной премий за создание быстрых реакторов БН-350 и БН-600, Заслуженный деятель науки и техники, в ФЭИ с 1955 г., директор ФЭИ (1987 – 1992)
Ставинский В.С. – д-р ф.-м. н., проф., в ФЭИ с 1951 г., начальник теоретической лаборатории (1966–1990).
Стумбур Э.А. (ум. 2003 г.) – д-р ф.-м. н., проф., в ФЭИ с 1948 г., один из создателей первого в Европе реактора на быстрых нейтронах БР-2, главный инженер реактора БР-2 (1956 г.).
Усачёва В.П. – супруга Л.Н. Усачёва. В ФЭИ с 1949 г., работала в отделе химии и радиохимии.
Фурсов Б.И. – канд. ф.м.н., в ФЭИ с 1975 г., директор отделения ФЭИ (1997–2011).
Шубин Ю.Н. – д-р ф.-м. н., в ФЭИ с 1961 г., начальник теоретической лаборатории (1990–2005).

Л.Н. УСАЧЕВ
ИЗБРАННЫЕ ТРУДЫ
ВОСПОМИНАНИЯ

ФОТОГРАФИИ

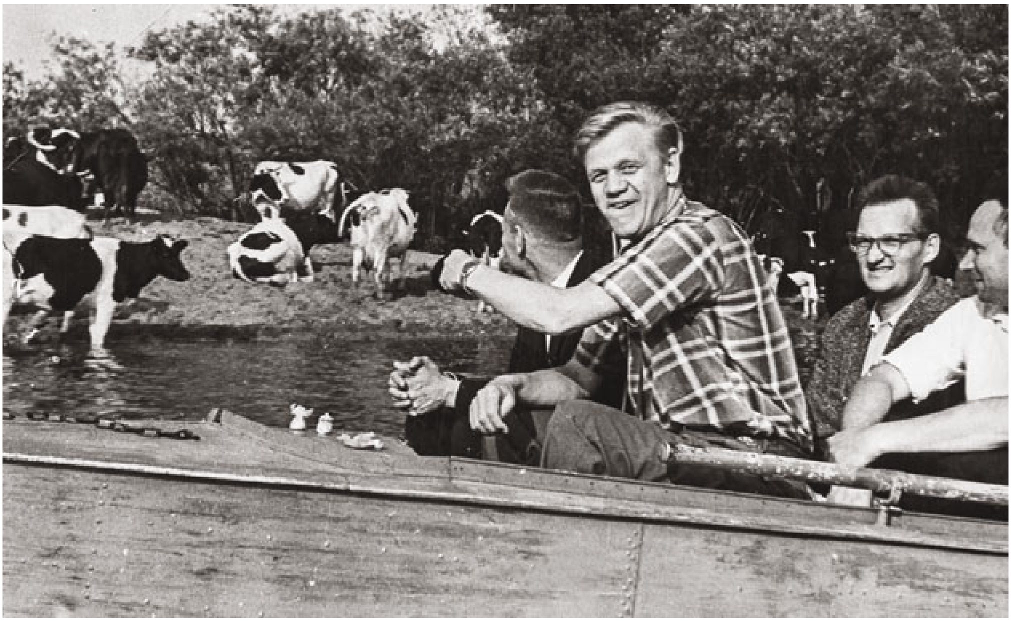


В альплагере «Алибек», 1948 год.
Алексей Романович, Сергей Репин, Юрий Шарков, Лев Усачёв

Первомайский поход в окрестностях Обнинска. 1949 год.
У костра Лев Усачёв и Алексей Романович

Стоят: Давид Зарецкий, Владлена Гудкова.
Сидят: Лев Усачёв, Сапсович, Алексей Романович

Семейство Усачёвых на ВДНХ. Москва, 1958 год



Посещение ФЭИ Р. Кипиным (США). 1965 год
Б.П. Максютенко, Р. Кипин, Л.Н. Усачёв, Б.Д. Кузьминов

Посещение ФЭИ Р. Кипиным с супругой (США). 1965 год.
В.В. Кузнецов, Л.Н. Усачёв, Б.Д. Кузьминов, В.М. Абрамова,
Р. Кипин, М. Кипина, Б.П. Максютенко

Посещение советскими физиками ядерных лабораторий США
Верхний ряд: Л.П. Панников, ?, ?, ?, А.А. Оглоблин, ?.
Нижний ряд: К.А. Петржак, С.М. Поликанов, И.М. Франк, ?,
Л.Н. Усачёв, Бургов

В Лос-Аламосской лаборатории. 1964 год.
Третий слева Л.Н.Усачёв; далее Бургов, К.А. Петржак;
наклонился А.А. Оглоблин

Л.Н. Усачёв (второй слева) председательствует на заседании Международного комитета по ядерным данным (МКЯД). Вена, 1972 год

Среди членов МКЯД. Вена, 1972 год
Г.Б. Яньков, ?, Х. Конде, Л.Н. Усачёв, С. Серьякс, В.А. Коньшин

Л.Н. Усачёв, В.И. Мостовой, Г.Б. Яньков. Обнинск, ФЭИ

После восхождения на Эльбрус (снимок у Приюта 11-ти). 1968 год.
С.Я. Часовитин, В.П. Усачёва, Аня Усачёва, инструктор, итальянец, Андрей Усачёв, Л.Н. Усачёв

На городском субботнике. Обнинск, 1969 год

Л.Н. Усачёв – первооткрыватель воднолыжного спорта на реке Протва. Обнинск, 1969 год

Поход по рекам и озёрам Карелии

Приём английской делегации. Главный корпус ФЭИ. 1973 год.
Верхний ряд: ?, А.Н. Брюсов, П.С. Отставнов, ?.
Средний ряд: В.М. Загорулько, Л.Н. Усачёв, Фергюсон, Дж. Роуландс, ?, Ю.Г. Климов.
Внизу: М.Я. Пушкарёв, В.А. Кузнецов, Дж.Розен

Среди участников совещания по ускорителям. Обнинск 1975 год.
Стоят: В.А. Романов, Б.С. Новиковский, Л.Н. Усачёв, В.Г. Соловьёв, В.Б. Михайлов, А.Н. Сербинов.
Сидят: А.А. Цыгикало, А.В. Алмазов, Б.М. Гохберг, Г.М. Осетинский

Участники Советско–Американского семинара по защите. 1978 год.
Л.Н. Усачёв в верхнем ряду, четвёртый слева

25 лет Первой в мире АЭС. ВДНХ, 1979 год.
Справа налево нижний ряд: В.Е. Колесов, Л.Н. Усачёв, Е.И. Ляшенко, В.Б. Лыткин, О.А. Песков, Е.И. Инютин, В.С. Северьянов. В.К. Забелин.
Верхний ряд: Ю.И. Орехов, В.В. Долгов, В.И. Захарова, А.Г. Карабаш, В.В. Малинин, О.В. Комиссаров, В.В. Фролов, ?, О.А. Судницын, П.А. Николенко, В.Ф. Меньшиков, ?, В.Н Шарапов, ?.

Лыжный кросс на приз И.И. Бондаренко. Обнинск, 1976 год

Приз лыжного кросса им. И.И.Бондаренко завоевали теоретики.
А.В. Игнатюк, Е.Л. Ядровский, Л.Н. Усачёв.
Обнинск, 1976 год

В подшефном колхозе. Хвастовичи, деревня Кудрявец. 1979 год.
М.В. Кривенков, Л.Н. Усачёв, председатель колхоза,
Г.И. Абакумов, В.В. Потапов

В гостях у Шоты Николайшвили. Грузия, 1980 год

Супруги Усачёвы на горе в Кировске. Май, 1981 год.

Супруги Усачёвы на демонстрации 7 ноября. Обнинск, 1982 год

IX совещание по физике деления ядер. Обнинск, 1981 год.
Л.Н. Усачёв в первом ряду, четвёртый слева

СОДЕРЖАНИЕ

ВОСПОМИНАНИЯ

Подписано к печати 06.06.2013. Формат B5 (17,6 × 25,0). Усл. п. л. 13,2. Уч.-изд. л. 13.
Тираж 180 экз. Заказ № 233.

Отпечатано в ОНТИ ГНЦ РФ-ФЭИ.
249033, Обнинск Калужской обл., пл. Бондаренко, 1.
ГНЦ РФ – Физико-энергетический институт имени А.И. Лейпунского.