

ПРОБЛЕМА ЗАРЯДОВОГО РАДИУСА ПРОТОНА

С.В. Чурочкина, А.А. Удалова

Саратовский национальный исследовательский
государственный университет имени Н.Г. Чернышевского

Чурочкина Светлана Викторовна, к.ф.-м.н., доцент, кафедра компьютерной физики и метаматериалов
на базе института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,

Удалова Анастасия Александровна, студентка 2 курса магистратуры физического факультета СГУ

В этой работе обсуждается проблема, связанная со значительно отличающимися значениями зарядового радиуса протона, полученными из измеренной разности энергий между 2S и 2P уровнями мюонного водорода и в экспериментах на обычном водороде или в экспериментах по упругому рассеянию электрона на протоне.

Последние данные значения зарядового радиуса протона r_p , полученные из измерений Лэмбовского сдвига в атоме мюонного водорода [1, 2], поразили мир физики. Полученное значение $r_p = 0.84087(39)$ фм отличается примерно на 4%, или 7σ , от значения $r_p = 0.8775(51)$ фм, указанного CODATA [3]. Последнее значение r_p было получено на основе данных измерения Лэмбовского сдвига в атоме водорода $r_p = 0.8758(77)$ фм [3] и значения $r_p = 0.879(5)_{\text{stat}}(4)_{\text{syst}}(2)_{\text{model}}(4)_{\text{group}}$ фм, определенного из рассеяния электронов [4]. Предыдущее высказывание поднимает несколько простых вопросов: Как может быть использована атомная физика для того, чтобы измерить фундаментальное свойство так называемой элементарной частицы? Почему мюонный водород должен быть более чувствителен к этому параметру, чем обычный водород? Почему различие, составляющее примерно 4%, между значениями зарядового радиуса протона, полученного различными методами, настолько важно?

Чувствительность уровней энергии атома к ненулевому размеру протона определяется вероятностью того, что связанный лептон находится в пределах объема протона. Эта вероятность определяется приблизительно отношением протонного объема к атомному: $(r_p/a_B)^3 = (\alpha m_r r_p)^3$, где a_B – боровский радиус, α – постоянная тонкой структуры и m_r – приведенная масса лептона. Масса мюона составляет примерно 200 масс электрона, поэтому вероятность нахождения мюона внутри протона примерно в 8 миллионов раз больше, чем у электрона.

Для большей точности необходимо определить зарядовый радиус протона. Среднеквадратичное значение зарядового радиуса протона r_p дается выражением

$$r_p^2 \equiv -6 \frac{dG_E}{dQ^2} \Big|_{Q^2=0}, \quad (1)$$

где G_E – зарядовый форм-фактор протона, введенный Р. Г. Саксом, и Q^2 – отрицательное значение квадрата переданного четырехмерного импульса протона. Следует отметить, что из-за эффектов отдачи этот зарядовый радиус протона на самом деле не интеграл от r^2 умноженный на пространственно-распределенную истинную плотность электрического заряда [5]. Тем не менее, это то r_p^2 , которое можно получить, исследуя энергетические уровни мю-

онного и обычного атомов водорода.

Для нерелятивистских систем кулоновское взаимодействие между протоном и лептоном модифицируется из точечного кулоновского взаимодействия путем введения форм-фактора $G_E(Q^2)$, который является амплитудой вероятности поглощения протонно-обменного фотона [6]. Получающееся различие между истинным потенциалом и потенциалом для точечного ($G_E = 1$) протона дается

$$\delta V(\vec{r}) \equiv V_C(\vec{r}) - V_C^{\text{pt}}(\vec{r}) = -4\pi\alpha \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} \frac{[G_E(\vec{q}^2) - 1]e^{i\vec{q}\vec{r}}}{\vec{q}^2}. \quad (2)$$

Использование выражения $G_E(\vec{q}^2) - 1 \approx -\vec{q}^2 r_p^2 / 6$ в формуле (2) является точным приближением, потому что в атомной физике $r_p q \sim r_p / a_B \sim 10^{-5}$. Если используется это приближение, то возмущение δV является дельта-функцией Дирака в начале координат, умноженной на фактор, который включает r_p , и получающийся сдвиг энергии для атомных S-состояний дается:

$$\Delta E = \langle \psi_S | \delta V | \psi_S \rangle = \frac{2}{3} \pi \alpha |\psi_S(0)|^2 r_p^2. \quad (3)$$

$S_{1/2}$ и $P_{1/2}$ состояния вырождены, исходя из решений и уравнения Шредингера и уравнения Дирака. Если же учитывать эффекты от ненулевого размера протона, то энергия $S_{1/2}$ состояния возрастает, а энергия $P_{1/2}$ состояния остается прежней. Эффекты от δV , приводящие к снятию этого вырождения, дают вклад в разность энергий между $S_{1/2}$ и $P_{1/2}$ состояниями, которые являются частью Лэмбовского сдвига.

Различие между значениями зарядового радиуса протона, полученное в указанных выше экспериментах, очень озадачивает. Одним из возможных вариантов объяснения этого различия может явиться то, что результаты эксперимента ошибочны. Но данные многократных независимых электрон-протонных экспериментов согласуются, а эксперимент на мюонном водороде кажется более убедительным, чем любой из электрон-протонных экспериментов. Кроме того, большинство измерений частот переходов в атоме водорода согласуются между собой. Другой возможный вариант решения этой проблемы состоит в том, что различные квантово-электродинамические (КЭД) поправки, которые вносят вклады в Лэмбовский сдвиг (кроме размера протона), были недостаточно точно вычислены. Однако все важные вклады были получены более чем

одной группой [6], и были проверены и перепроверены. Третья возможность состоит в том, что мюон и электрон взаимодействуют по-другому с протоном, но эта возможность нарушает хорошо известный и хорошо проверенный принцип: универсальность лептона. Отсутствие понимания, почему зарядовый радиус протона может отличаться у мюонного и обычного водородов, действительно загадка.

1 Измерения, проводимые с использованием электронов

Рисунок 1 показывает данные нескольких измерений зарядового радиуса протона. Первые данные измерения упругого рассеяния электрона на протоне были взяты из исследований, проведенных в Орсе, Стэнфорде, Саскатуне и Майнце, и различных повторных исследованиях этих мировых данных. В середине 1990-х годов спектроскопия атомарного

водорода обладала чувствительностью к зарядовому радиусу протона на уровне процента.

1.1 Спектроскопия водорода

Спектроскопия атомарного водорода и дейтерия содействовала развитию современной физики на протяжении более чем ста лет. Это было открытие Лэмбовского сдвига в водороде, которое впервые позволило обнаружить квантово-электродинамические эффекты, которые не учитываются уравнением Дирака. На сегодняшний день, $1S-2S$ переход в атоме водорода измерен с точностью $4.2 \cdot 10^{-15}$ [7]. Другие переходы, особенно двухфотонные переходы между метастабильным $2S$ состоянием и $8S, D$ или $12D$ состояниями, были измерены с точностью приблизительно 10^{-11} . В [3] дан обзор соответствующих частот переходов в водороде и дейтерии.

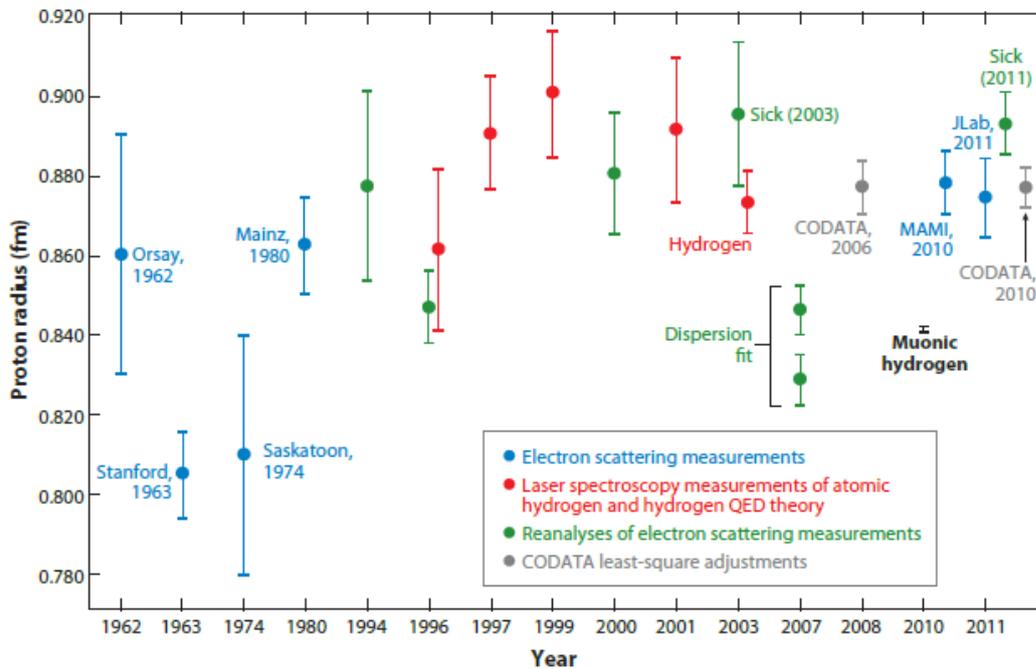


Рис. 1. На рисунке представлены данные измерений зарядового радиуса протона, собранные в течение длительного промежутка времени. Измерения, проводимые с использованием электронов, показывают, что значение зарядового радиуса протона лежит вблизи $r_p = 0.88$ фм, в то время как это значение, полученное в эксперименте с мюонным водородом [1], примерно равно 0.84 фм. (Слева направо) Значения, взятые из работ различных групп из Орсе, Стэнфорда, Саскатуна и Майнца (в электронной версии статьи они помечены голубым цветом), были получены в самом начале в экспериментах по упругому рассеянию электронов. Современные данные по упругому рассеянию электронов получены от MAMI и JLab. В электронной версии статьи зеленые кружки показывают различные повторные анализы мировых данных, полученные из упругого рассеяния электрона. В электронной версии статьи красные кружки представляют данные, полученные из лазерной спектроскопии атомарного водорода и достижений квантово-электродинамической теории атома водорода (см. [3] и ссылки в ней). Мировые данные, полученные из упругого рассеяния электронов и спектроскопии атомов водорода и дейтерия, определяли значения r_p в корректировках CODATA [3], начиная с издания 2002 года.

КЭД описывает уровни энергии атома водорода с необычайной точностью. Проверка квантовой электродинамики, которая использует измеренные частоты переходов в атоме водорода, ограничена двумя входными параметрами, необходимыми в квантово-электродинамических вычислениях, а именно, постоянной Ридберга R_∞ и среднеквадра-

тичным зарядовым радиусом протона r_p . Таким образом, можно либо использовать один из этих двух параметров, полученный из любых экспериментальных данных кроме спектроскопии атома водорода (например, r_p , полученный из данных по упругому рассеянию электрона на протоне или из данных экспериментов на мюонном водороде), и затем прове-

речь правильность КЭД, либо использовать КЭД, чтобы извлечь фундаментальные константы R_∞ и r_p .

Слегка упрощенно, энергии S -состояний в атоме водорода можно записать в виде

$$E(n, S) \cong -\frac{R_\infty}{n^2} + \frac{L_{1S}}{n^3}, \quad (4)$$

где n – главное квантовое число, и L_{1S} обозначает Лэмбовский сдвиг $1S$ основного состояния, который

определяется из КЭД и учитывает влияние зарядового радиуса протона r_p . Численно, $L_{1S} \cong (8.172 + 1.56r_p^2)$ МГц, если r_p выражен в фемтометрах, таким образом, влияние конечного размера на значение $1S$ уровня в атоме водорода составляет ~ 1.2 МГц.

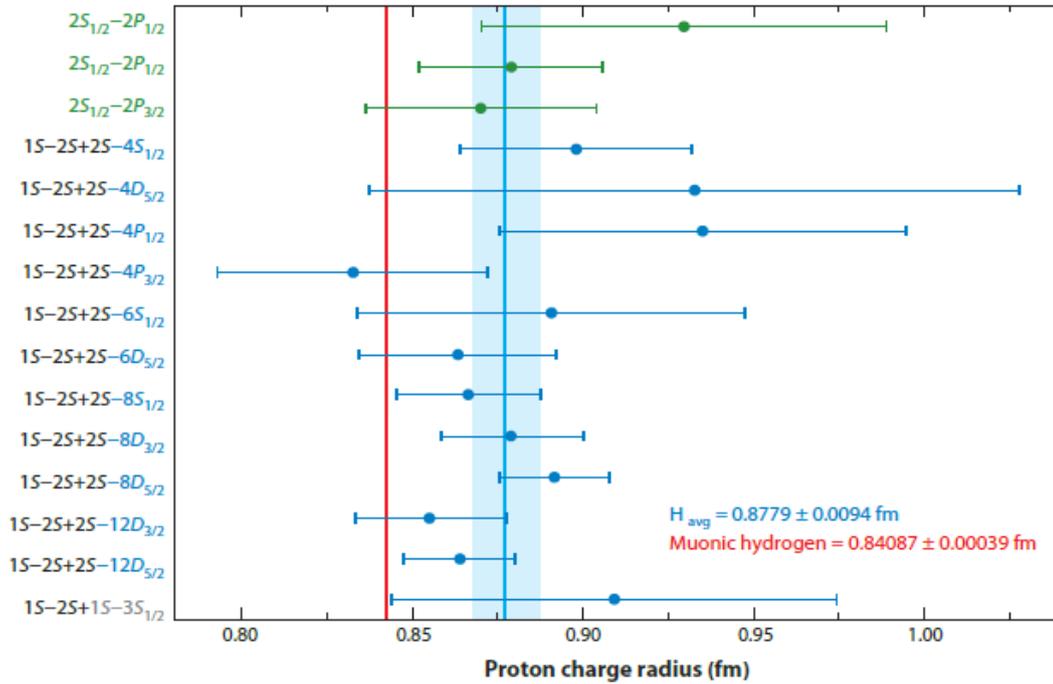


Рис. 2. Значения зарядового радиуса протона r_p , полученные из спектроскопии атома водорода. Согласно формуле (4), r_p может быть лучше всего получен из комбинации частот $1S-2S$ перехода и одного из $2S-8S$, $D/12D$ переходов. Значение, полученное из эксперимента с мюонным водородом [1, 2], показано с диапазоном его ошибки (красная линия).

Различная зависимость от n двух слагаемых в (4) позволяет определить как постоянную Ридберга, так и зарядовый радиус протона на основе, по крайней мере, двух частот перехода в атоме водорода. В идеале, нужно использовать наиболее точно измеряемую частоту $1S-2S$ перехода и одну из $2S-8S$, $D/12D$ частот переходов. Первая содержит максимальный $1S$ Лэмбовский сдвиг L_{1S} , и, таким образом, максимально чувствительна к зарядовому радиусу протона. Тогда как последние содержат только маленький вклад от Лэмбовского сдвига, обусловленный его пропорциональностью $1/n^3$, как следует из формулы (4), и, таким образом, определяют постоянную Ридберга. Рисунок 2 показывает разницу значений зарядового радиуса протона, полученную путем комбинирования измерения частоты $1S-2S$ перехода и каждой из других точно измеряемых частот перехода в атоме водорода. Кроме того, рисунок содержит три значения зарядового радиуса протона, полученные из прямого измерения частот $2S-2P$ переходов в атоме водорода. Эти переходы не чувствительны к постоянной Ридберга.

Рисунок 2 показывает, что все значения зарядового радиуса протона, полученные в измерениях на

атоме водорода, говорят в пользу большего зарядового радиуса протона, около 0.88 фм. Однако половина индивидуальных значений зарядового радиуса протона согласуется со значением 0.84 фм, полученным в экспериментах с мюонным водородом, на уровне 1σ . Только $2S-8D_{5/2}$ переход не согласуется со значением зарядового радиуса протона, полученным из измерений на мюонном водороде, на уровне 3σ . Расхождение между его скомбинированным значением из экспериментов на водороде, приведенном в детальных CODATA коррекциях фундаментальных констант [3], и значением, полученным из экспериментов на мюонном водороде, составляет $\sim 4.4\sigma$.

1.2 Упругое рассеяние электрона на протоне

Упругое рассеяние электронов в течение ~ 60 лет использовалось, чтобы измерить электромагнитную структуру нуклонов и ядер, и, как следствие, в течение такого же времени являлось предметом научных обзоров [8]. Для определения зарядового и магнитного радиусов протона ключевыми моментами является то, что структура нуклонов зашифрована в двух импульсном пространстве, релятивистских инвариантах – зарядовом $G_E(Q^2)$ и магнитном $G_M(Q^2)$ форм-факторах – и в том, что радиусы определяются

из наклона кривой форм-факторов, построенной в зависимости от переданного четырехмерного импульса, $Q^2 = 0$. В приближении однофотонного обмена экспериментально измеренное эффективное поперечное сечение рассеяния связано с форм-факторами

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{exp}}} = \frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{point}}} \left[\frac{G_E^2(Q^2) + \tau G_M^2(Q^2)}{1 + \tau} + 2\pi g^2 \frac{\theta}{2} G_M^2(Q^2) \right] \quad (5)$$

Здесь, $\tau = Q^2/4m^2$ и θ – угол рассеяния в лабораторной системе. Традиционно, измерения эффективного поперечного сечения уточнялись путем учета определенных радиационных поправок, диаграмм высшего порядка, находящихся за пределами приближения однофотонного обмена, которые не включены в формулу (5). Форм-факторы были получены, используя разделения Розенблюта, которые являются многократными измерениями поперечного сечения, полученными для различных энергий пучка и углов рассеяния, приводящих к одному и тому же переданному импульсу. Затем для определения радиусов использовали аппроксимации форм-факторов с простыми, иногда теоретически стимулированными оценками параметров. Тем не менее, из-за различных проблем с экспериментами и поправками, ранее полученные значения радиусов, указанные в литературе, уже больше нельзя рассматривать серьезно.

Изучение того факта, что отношение форм-факторов $G_E(Q^2)/G_M(Q^2)$, измеренное с помощью методов Розенблюта и поляризационных методов, не совпадает, в конечном счете, показало важность учета вкладов от двухфотонного обмена, которые были проигнорированы в более раннем исследовании. Вычисления вкладов от двухфотонного обмена зависят от структуры протона вне массовой поверхности и не могут быть точно теоретически вычислены. Экспериментальные измерения в большинстве случаев ограничивали вклад от двухфотонных эффектов значением не более чем ~1%. Эта тема продолжает активно исследоваться из-за ее возможного влияния на наше знание о структуре протона и его радиусе. Эксперименты высокой точности проводятся для того, чтобы определить наблюдаемые величины, зависящие от двухфотонного обмена, такие как отличие эффективного поперечного сечения рассеяния у e^+p и e^-p , односпиновые асимметрии и изменения в отношениях форм-факторов, полученных при одном и том же переданном импульсе, как функции либо энергии пучка, либо угла рассеяния. Хотя, в ближайшее время исследователи должны будут знать вклад от двухфотонного обмена с большей точностью, в настоящее время он рассматривается как малая поправка для данных, соответствующих малым значениям Q^2 , которая играет существенную роль в загадке радиуса протона, но только в определении магнитного радиуса.

Возобновившийся интерес к структуре протона с большим радиусом действия, соответствующей малым значениям Q^2 , привел к нескольким новым экспериментам по рассеянию электрона, которые были

выполнены в то же время, что и эксперименты на мюонном водороде. Объединение BatesBLAST использовало поляризованный пучок электронов, направленный на мишень из поляризованного газа, для того, чтобы определить, что отношение форм-факторов $\mu G_E/G_M$ было близко к единице для $Q^2 \approx 0,15 \rightarrow 0,6$ ГэВ². Объединение LEDEX из лаборатории Джефферсона (JLab) использовало перенос поляризации для того, чтобы определить, что отношение форм-факторов значительно отклонилось от единицы для значений Q^2 в диапазоне от 0.3 до 0.4 ГэВ²; этот результат был впоследствии подтвержден и улучшен [9]. Следует отметить то, что, хотя данные, полученные с помощью поляризационного метода, обеспечивают отношение форм-факторов, из которого нельзя определить радиус протона, оно действительно помогает ограничить нормализации данных поперечного сечения во время аппроксимаций, приводя к улучшению значения радиуса. Одно исследование [9] подтвердило большее значение радиуса протона, полученное в электронных измерениях: $r_p = 0,875 \pm 0,008_{\text{exp}} \pm 0,006_{\text{fit}}$. В настоящее время анализируются данные, которые распространяют отношения форм-факторов на еще более низкие значения Q^2 (0.01–0.06 ГэВ²).

В наиболее важном измерении для решения загадки зарядового радиуса протона объединение A1 [4] в Майнце, Германия, измерило 1422 точных эффективных поперечных сечений рассеяния в широком диапазоне углов (20–135°) и энергий пучка (180–855 МэВ), соответствуя $Q^2 = 0,0038 \rightarrow 0,98$ ГэВ². И было получено следующее значение радиуса:

$$r_p = 0,879 + 0,005_{\text{stat}} \pm 0,004_{\text{syst}} \pm 0,002_{\text{model}} \pm 0,004_{\text{group}}$$

Эти новые экспериментальные данные усилили загадку зарядового радиуса протона.

Для того чтобы аппроксимировать форм-факторы уже давно используются дисперсионные соотношения и модель векторной доминантности; пространственно подобные форм-факторы возникают из полюсов во времениподобной области. Были добавлены другие характерные особенности, такие как вклады континуума и предполагаемая асимптотика, соответствующая большим значениям Q^2 . Самое последнее исследование в этой области дало $r_p = 0,84 \pm 0,01$ фм.

Z разложение – см. в [10], как оно применяется к форм-факторам протона, – обеспечивает способ включить физические ограничения (аналитичность) при выборе функциональной формы, чтобы аппроксимировать данные форм-фактора. Форм-фактор параметризуется, как степенной ряд по комплексной переменной $z(Q^2)$, которая должна находиться внутри единичной окружности. Точнее

$$z(Q^2) \rightarrow z(t, t_{\text{cut}}, t_0) = z(t, t_{\text{cut}}, t_0) = \frac{\sqrt{t_{\text{cut}} - t} - \sqrt{t_{\text{cut}} - t_0}}{\sqrt{t_{\text{cut}} - t} + \sqrt{t_{\text{cut}} - t_0}}$$

Здесь, $t = -Q^2$, $t_{\text{cut}} = 4m_\pi^2$ и t_0 – параметр аппроксимации, к которому нечувствительна аппроксимация. Разложение форм-фактора в степенной ряд не зависит от модели, в отличие от специфических

функциональных форм, выбранных для анализа некоторых дисперсионных соотношений (например, [11]). Аппроксимация только с данными протона дает $r_p=0,870$ фм $\pm 0,023$ фм $\pm 0,012$ фм; в отличие от этого, включение данных по нейтронам и π л континууму дает $r_p=0,871$ фм $\pm 0,009$ фм $\pm 0,002$ фм $\pm 0,002$ фм (для уточнения деталей см. [10]). Хотя этот анализ продолжает предлагать больший радиус протона, он также свидетельствует о том, что неопределенности в значении радиуса протона могут быть занижены другими недавними исследованиями.

И. Зик (I. Sick) [12] пересмотрел некоторые вышеупомянутые проблемы, связанные с аппроксимациями, и получил $r_p=0,886$ фм $\pm 0,008$ фм.

К.Е. Карлсон и К. Гриффин (С.Е. Carlson & К. Griffioen) (частное сообщение) указывают, что линейная аппроксимация к данным Майнца, соответствующим самым малым значениям Q^2 , $Q^2 < 0,02$ ГэВ², где G_E имеет всецело линейный вид, дает значение $\sim 0,84$ фм, а не $\sim 0,88$ фм. Тем не менее, нужно проявлять большую осторожность при выполнении какой-либо такой аппроксимации, потому что для протона $r_p^4 > 0$, таким образом, квадратичный член разложения в ряд Тейлора почти гарантирует, что линейная аппроксимация, соответствующая данным для малых значений Q^2 , будет недооценивать значение радиуса. Можно оценить потенциальный размер эффекта с помощью параметризации форм-фактора Келли, которое приведет к $r_p \approx 0,86$ фм. Аппроксимация псевдоданных до $0,02$ ГэВ², учитывающих плотность и статистику набора данных Майнца, дает $r_p \approx 0,84$ фм $\pm 0,01$ фм. Добавление в квадратичном члене приводит к неопределенностям у r_p , которые являются слишком большими, чтобы различать $0,84$ фм и $0,88$ фм. Аналогичные проблемы распространяются на расширение этого подхода до $0,02$ ГэВ². Обширное исследование этой проблемы было выполнено М. О. Дистлером (частное сообщение).

Таким образом, у, казалось бы, простой задачи определения наклона форм-фактора при $Q^2 = 0$ имеется множество потенциальных ловушек. Масса доказательств по-прежнему выступает за больший радиус $\sim 0,88$ фм, но предполагать, что значение требуемой неопределенности лежит на уровне в $0,01$ фм весьма оптимистично.

2 Измерения в мюонном водороде

Более 40 лет назад измерение Лэмбовского сдвига в мюонном водороде изначально рассматривалось как тестирование эффектов поляризации электронного вакуума, дополнительно к Лэмбовскому сдвигу в обычном водороде, который определяется собственной энергией электрона. Вскоре после этого наблюдались рентгеновские лучи от мюонного водорода.

Для лазерной спектроскопии $2S-2P$ перехода в мюонном водороде необходимо наличие атомов мюонного водорода в метастабильном $2S$ состоянии. Нескольким группам не удалось наблюдать такие

долгоживущие атомы мюонного водорода в $2S$ состоянии, когда мюоны останавливались в газообразном молекулярном водороде. Первое наблюдение долгоживущих атомов мюонного водорода в $2S$ состоянии [13] стало отправной точкой последних измерений Лэмбовского сдвига [1, 2].

Когда отрицательные мюоны остановлены в молекулярном газе H_2 при низком давлении (1 мбар при комнатной температуре), примерно 1% мюонов образует атомы мюонного водорода в $2S$ состоянии [13], у которых время жизни составляет ~ 1 мкс. При более высоких давлениях газа атомы мюонного водорода быстро переходят из $2S$ состояния в основное невозбужденное состояние из-за столкновений с молекулами H_2 .

Новый канал вывода пучка для низкоэнергетических отрицательных мюонов был построен в Институте им. Пауля Шерера в Швейцарии; он создает примерно 600 отрицательных мюонов в секунду с кинетической энергией между 3 и 6 кэВ. Приблизительно половина мюонов останавливается в газообразном водороде при давлении 1 мбар в пределах камеры с мишенью, протяженностью 20 см, вдоль оси пучка мюонов. Поперечные размеры мюонного пучка составляют $0,5 \times 1,5$ см². Таким образом, объем, в котором останавливаются мюоны, достаточно мал, чтобы быть освещенным лазерным лучом с достаточно высокой плотностью энергии. Мюоны приходят в случайные моменты времени, таким образом, каждый мюон должен быть обнаружен, прежде чем он войдет в камеру с мишенью. Два стека ультратонкой углеродной фольги, разделенные на ~ 35 см, используются, чтобы обнаружить мюон с высокой эффективностью (80% и 70%, соответственно) при помощи вторичных электронов, выбитых мюонами, пересекающими углеродную фольгу. Сигнал от обоих стеков углеродной фольги, с правильным временем полета для низкоэнергетического мюона, движущегося между углеродными стеками, служит сигналом начала для сбора данных и запуска системы импульсного лазера, связанного с объемом, в котором останавливаются мюоны.

Система импульсного лазера излучает импульсы света длительностью 5 нс с длиной волны, которая может быть настроена от 5,5 мкм до 6,1 мкм; энергия импульса составляет $\sim 0,25$ мДж. Дисковая лазерная система с непрерывной накачкой на основе Yb:YAG производит импульсное световое излучение накачки с мощностью 100 мДж только через несколько сотен наносекунд после вызванного мюонном запускающего сигнала, происходящего в случайное время. Этот свет используется, чтобы усилить красный свет, настраиваемый около 708 нм, с титан-сапфировыми кристаллами. Импульсы красного света преобразуются к желаемой длине волны в ИК диапазоне от 5,5 до 6 мкм через три последовательных стоксовских сдвига в ячейке Рамана высокого давления. Частоту лазерного света стабилизируют и контролируют на длине волны 708 нм, затем откалибровывают в ИК области при помощи

известных линий поглощения водяного (H_2O) пара. Точность этих H_2O линий известна в пределах нескольких мегагерц; однако, межимпульсные энергетические флуктуации лазерной системы являются причиной уширения ширины линии, давая погрешность калибровки лазерной частоты 300 МГц [1].

Нерезонирующая многоходовая зеркальная полость внутри камеры с газовой мишенью гарантирует эффективное свечение объема, в котором останавливаются мюоны, внутри мишени из газообразного водорода H_2 . Оценочная плотность энергии лазера составляет ~ 6 мДж·см $^{-2}$, который приводит к вероятности перехода $\sim 30\%$, когда лазер настроен на центр резонанса.

Успешное лазерное возбуждение $2S-2P$ перехода сигнализируется путем эмиссии рентгеновских лучей K_α с энергией 1.9 кэВ, которые испускаются в излучательном $2P-1S$ снятии возбуждения, немедленно следуемом за переходом $2S-2P$. Рентгеновские лучи детектируются 20 лавинными фотодиодами большой площади, у каждого из которых есть

активная область 14×14 мм 2 . Лавинные фотодиоды большой площади устанавливаются близко к объему, в котором останавливаются мюоны.

Эксперимент, описанный в [1] и [2], зарегистрировал временные спектры рентгеновских лучей K_α для различных лазерных частот (т.е., длин волн). Для каждого временного спектра число рентгеновских лучей K_α во временном окне, в течение которого лазер освещает объем, в котором останавливаются мюоны, нормируется на число “быстрых” рентгеновских лучей K_α , которые излучаются 99% мюонов, не населяющих метастабильное $2S$ состояние, а вместо этого снимающих возбуждение сразу в основное $1S$ состояние.

Кривая резонанса на рисунке 3 была получена путем изображения нормированного числа рентгеновских лучей K_α как функции лазерной частоты [14]. Аппроксимация этой кривой резонанса показывает частоту резонанса и, отсюда, Лэмбовский сдвиг в мюонном водороде [1].

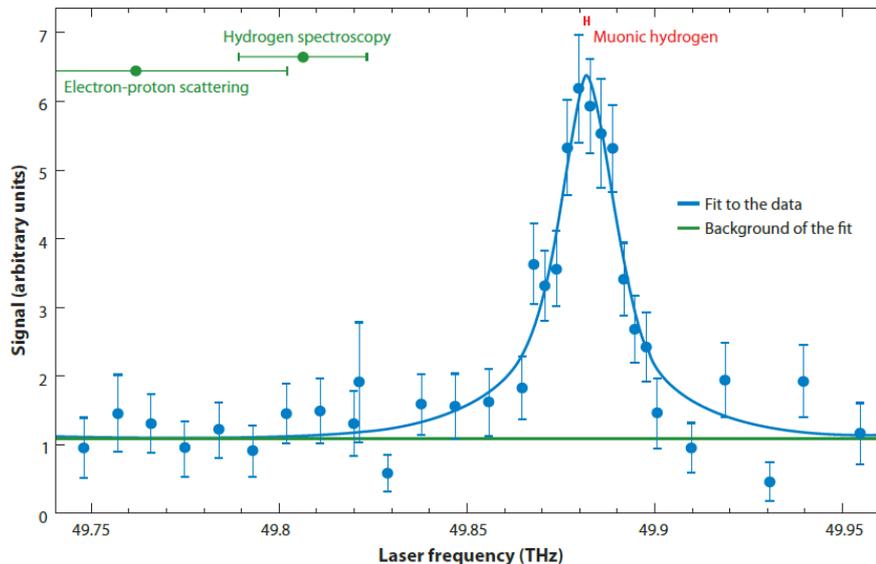


Рис. 3. Резонанс в мюонном водороде, вместе с положениями, предсказанными с использованием радиусов протона, полученных из упругого электрон-протонного рассеяния, используя мировые данные до 2009 и значение CODATA 2006 года из водородной спектроскопии.

3. Потенциальные решения проблемы зарядового радиуса протона

В этом разделе обсуждаются различные возможные объяснения загадки зарядового радиуса протона.

3.1 Эксперимент с мюонным водородом

Расхождение между наблюдаемым положением резонанса в мюонном водороде [1,2] и предсказаниями, полученными для значения r_p из упругого рассеяния электронов и спектроскопии водорода (вместе эти данные задают значения r_p CODATA 2006 и 2010 г.г.), огромно (рис. 3). Центр резонанса отстоит от центрального значения, предсказанного CODATA, на величину 75 ГГц; это расстояние составляет примерно четыре ширины резонанса. Ста-

тистическая погрешность положения центра резонанса составляет порядка 700 МГц, что составляет 0.01 упомянутого расхождения 75 ГГц. Систематическая погрешность измерения в 300 МГц возникает из калибровки лазерной частоты (раздел 2). Другие систематические эффекты, включая переменный и постоянный штарковские сдвиги, зеемановский сдвиг и сдвиг Доплера, исследовались, но было найдено, что они еще даже меньше [1].

Согласно этим числовым данным расхождение является очень серьезным и трудно представить эффект, который мог бы сдвинуть положение резонанса на 4 ширины линии. У.Д. Ентшюра (U.D. Jentschura) [15] нашел, что наличие электрона могло бы сдвинуть положение резонанса, если бы расстояние между электроном и атомом мюонного

водорода, находящимся в $2S$ состоянии, было ~ 1 (электронный) радиус Бора. И он посоветовал выполнить спектроскопию не на атоме мюонного водорода, находящимся в $2S$ состоянии, а на молекулярном ионе μHe^- .

Ж.-Ф. Карр и Л. Хилико (J.P. Karr & L. Hilico) изучали систему трех тел μHe^- и μHe^- и нашли, что они нестабильны. Также молекулярный ион μHe^- является очень короткоживущим. Наблюдение быстрого охлаждения атомов долгоживущего мюонного водорода, находящегося в $2S$ состоянии, поддерживают это наблюдение. Таким образом, загадка зарядового радиуса протона не может быть объяснена физикой трех тел и формированием молекулярного иона.

3.2 Теория мюонного водорода

Мюонный водород, как атом, состоит из протона и мюона, очень похож на обычный электронный водород. Таким образом, теоретические описания обоих атомов имеют много общего. Главным отличием является масса лептона. Мюон в ~ 207 раз тяжелее, чем электрон, и отношение масс мюона к протону η в соответствии с Национальным Институтом Стандартов и Технологий [3], составляет 0.1126095272. Это значение не является малым, как в случае обычного водорода, таким образом, приближение покоящегося ядра не обязательно является наилучшей стартовой точкой для теоретического описания мюонного водорода. Тем не менее, традиционный невозмущенческий подход, введенный Е. Борье и Дж. А. Ринкер (E.Borie&G.A.Rinker) и продолженной Е. Борье и, позже, П. Инделикато (P. Indelicato) и Дж. Д. Кэрролл (J. D. Carroll) с соавторами, основывается на уравнении Дирака и корректируется на конечную массу ядра путем введения дополнительных вкладов. Здесь представляется подход симметричный к протону и мюону, который также может быть применен и к обычному водороду. Между двумя этими подходами нет существенной численной разницы, но тот, который представлен ниже, является простым и более элегантным, поскольку все поправки могут быть учтены систематическим путем.

Согласно квантовой электродинамики, энергия связи E системы двух тел является функцией постоянной тонкой структуры α и отношения масс мюона и протона $\eta = m_\mu/m_p$:

$$E = m_\mu E(\alpha, \eta), \tag{6}$$

где предполагается, что обе частицы, составляющие связанное состояние, являются точечными. Эта формула для энергии связи пренебрегает наличием электрон-позитронных пар, которые включаются через потенциал Юлинга (E.A. Uehling), обсуждаемый ниже. Даже с этими упрощениями, не существует единственного уравнения, которое дает точную энергию связи, как в случае с уравнением Шредингера и уравнением Дирака. До некоторой степени уравнение Бете-Солпитера может быть рассмотрено как наиболее общее уравнение для связанного со-

стояния, но ядро этого интегро-дифференциального уравнения может быть получено только по теории возмущений относительно постоянной тонкой структуры α , таким образом, точное решение неизвестно. В подходе, представленном здесь, традиционно известным, как нерелятивистская квантовая электродинамика, нужно разложить энергию связи $E(\alpha, \eta)$ в ряд по степеням постоянной тонкой структуры α , где $\alpha^{-1} = 137.035999074(44)$, и получить точно решенную формулу для коэффициентов разложения. В большинстве случаев эти коэффициенты являются средними значениями некоторого эффективного гамильтониана и, таким образом, могут быть легко рассчитаны.

Описание квантовоэлектродинамически связанной системы двух тел начинается с лидирующего вклада, который является нерелятивистской энергией двух частиц, взаимодействующих посредством силы Кулона в системе отсчета с нулевым полным импульсом:

$$H_0 = \frac{p^2}{2m_\mu} + \frac{p^2}{2m_p} - \frac{\alpha}{r}. \tag{7}$$

В соответствии с уравнением Шредингера энергия связи является функцией только главного квантового числа

$$E_0(n) = -\frac{m_r \alpha^2}{2n^2}, \tag{8}$$

где m_r – это приведенная масса, и $\hbar = c = 1$. Если это так, то тогда разница, равная $\Delta E \equiv E_{1s}$, записанная через энергии связи $2S_{1/2}$ и $2P_{1/2}$ состояний равна

$$E_{1s} \equiv E_{2P_{1/2}} - E_{2S_{1/2}} = 0. \tag{9}$$

Отличия E_{1s} от нуля, традиционно известные, как Лэмбовский сдвиг, таким образом, появляются от дополнительных поправок в энергию. Первый набор поправок, который обсуждают, включает релятивистские эффекты, хотя эти эффекты не являются самыми большими. В приближении покоящегося ядра, энергия связи $2S_{1/2}$ и $2P_{1/2}$ состояний согласно уравнению Дирака, также являются точно одинаковыми. Кроме того, лидирующие поправки отдачи также исчезают; таким образом, релятивистские эффекты в мюонном водороде имеют порядок $\eta^2 \alpha^4$ и, следовательно, достаточно малы. Как рассчитывались эти релятивистские поправки? В соответствии с подходом нерелятивистской квантовой электродинамики лидирующие релятивистские поправки могут быть выражены в слагаемых, так называемого, гамильтониана Брейта-Паули:

$$H_{\text{BP}} = H_0 + \delta H_{\text{BP}},$$

$$\delta H_{\text{BP}} = -\frac{p^4}{8m_\mu^3} - \frac{p^4}{8m_p^3} - \frac{\alpha}{2m_\mu m_p} p^i \left(\frac{\delta^{ij}}{r} + \frac{r^i r^j}{r^3} \right) p^j +$$

$$+ \frac{2\pi\alpha}{3} \left(\langle r_p^{-2} \rangle + \frac{3}{4m_\mu^2} + \frac{3}{4m_p^2} \right) \delta^3(r) + \frac{2\pi\alpha}{3m_\mu m_p} g_\mu g_p \vec{s}_\mu \cdot \vec{s}_p \delta^3(r) -$$

$$-\frac{\alpha}{4m_\mu m_p} g_\mu g_p \frac{s_\mu^i s_p^j}{r^3} \left(\delta^{ij} - 3 \frac{r^i r^j}{r^2} \right) + \frac{\alpha}{2r^3} \vec{r} \times \vec{p} \left[\vec{s}_\mu \left(\frac{g_\mu}{m_\mu m_p} + \frac{(g_\mu - 1)}{m_\mu^2} \right) + \vec{s}_p \left(\frac{g_p}{m_\mu m_p} + \frac{(g_p - 1)}{m_p^2} \right) \right]. \quad (10)$$

где \vec{S}_μ и \vec{S}_p – операторы спина мюона и протона, соответственно, а g_μ и $g_p = 5.585694712(46)$ – это g-факторы. Взаимодействие δH_{BP} также включает эффект, обусловленный конечным зарядовым радиусом протона r_p , вместе с дарвиновским членом для того, чтобы четко указать, что эти два эффекта разделены. H_{BP} был получен несколько лет назад, до формулировки нерелятивистской квантовой электродинамики; тем не менее, его используют как часть приближения нерелятивистской квантовой электродинамики. Соответствующая поправка в энергию, пренебрегая слагаемыми со спином протона \vec{s}_p и зарядовым радиусом протона r_p , и при предположении, что $g_\mu = 2$ (поправки, обусловленные $g_\mu - 2$, были включены позже как собственная энергия мюона) равна

$$\delta_{rel} E_{LS} = \langle 2P_{1/2} | \delta H_{BP} | 2P_{1/2} \rangle - \langle 2S_{1/2} | \delta H_{BP} | 2S_{1/2} \rangle = \frac{\alpha^4 m_r^3}{48m_p^2} = 0.05747 \text{ мэВ}, \quad (11)$$

что является достаточно малым значением, как и ожидалось. Таким образом, рассмотрение релятивистских эффектов по теории возмущений является приемлемым, и слагаемые более высокого порядка будут еще меньше, если не совсем пренебрежимы.

При получении формулы (11) пренебрегают сверхтонким взаимодействием. Хотя здесь мы и не интересуемся сверхтонким расщеплением, но надо отметить, что это взаимодействие приводит к смешиванию $2P_{1/2}$ и $2P_{3/2}$ состояний и к сдвигам этих уровней. Эта дополнительная поправка смешивания, впервые рассмотренная в работе [16] равна

$$\delta E_{LS} (P_{1/2}^{F=1}) = -0.1446 \text{ мэВ}, \quad (12)$$

$$\delta E_{LS} (P_{3/2}^{F=1}) = +0.1446 \text{ мэВ}.$$

По определению, это значение не включается, как часть Лэмбовского сдвига, но скорее рассматривают его, как отдельный сдвиг $P_J^{F=1}$ уровней (Рисунок 4).

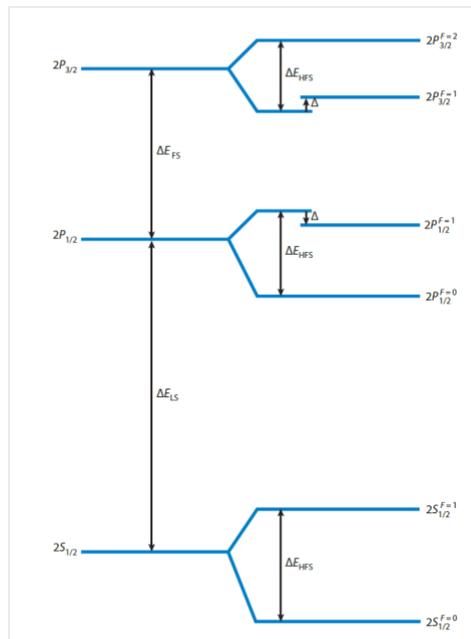


Рис. 4. Схема уровней мюонного водорода для оболочки $n = 2$. Уровням энергии $2P_{1/2}$ и $2P_{3/2}$ соответствует центр с $\Delta=0$. Численное значение поправок в энергию для расщепления уровней указано в [9].

До сих пор было показано, что релятивистские эффекты, пропорциональные α^2 , относительно малы. Действительно, лидирующий вклад в Лэмбовский сдвиг идет от эффектов поляризации вакуума; а именно, кулоновское взаимодействие между мюоном (электроном) и протоном модифицируется в создание электрон-позитронных пар в электрическом поле. На языке квантовой электродинамики, фотонный пропагатор содержит поправку от замкнутой фермионной петли, что выражается в изменении кулоновского взаимодействия потенциалом Юлинга,

$$V_{vp}(r) = -\frac{Z\alpha}{r} \frac{\alpha}{\pi} \int_0^\infty \frac{d(q^2)}{q^2} e^{-m_e q r} u(q^2), \quad (13)$$

где

$$u(q^2) = \frac{1}{3} \sqrt{1 - \frac{4}{q^2}} \left(1 + \frac{2}{q^2} \right). \quad (14)$$

Характерная область действия потенциала V_{vp} , имеет порядок комптоновской длины волны электрона, которая близка к радиусу Бора мюонного водорода. В частности, отношение $\beta = m_e J(m, \alpha) = 0.737386$ близко к единице. Таким образом, параметр β должен быть сохранен в целости при разло-

жении по α , поскольку нерелятивистская волновая функция мюона значительно перекрывается с электронным потенциалом поляризации вакуума V_{vp} . Как результат, поправка от поляризации вакуума является большой для мюонного водорода в отличие от обычного электронного водорода. Действительно, лидирующая поправка от поляризации вакуума

$$\delta_{vp} E_{LS} = \langle 2P_{1/2} | V_{vp} | 2P_{1/2} \rangle - \langle 2S_{1/2} | V_{vp} | 2S_{1/2} \rangle = 205.0073 \text{ мэВ} \quad (15)$$

является главной частью Лэмбовского сдвига в мюонном водороде [16], а все другие поправки, по крайней мере, на два порядка величины меньше. Отметим, что среднее значение подсчитано с нерелятивистской волновой функцией и, что отношение масс мюона и протона η взято точно. На первый взгляд, этот подход по теории возмущений может показаться менее аккуратным, чем взятие среднего значения с использованием дираковских волновых функций, но надо отметить, что использование приведенной массы в уравнении Дирака спорно, поскольку лидирующая релятивистская поправка отдачи не учитывается надлежащим образом посредством введения приведенной массы. В этой статье эффекты поляризации вакуума трактуются возмущенчески путем взятия средних значений, вместо того, чтобы численно решать уравнение Шредингера с этим потенциалом. Эффекты более высокого порядка, полученные путем решения уравнения Дирака, могут быть также включены в возмущенческий подход путем учета слагаемых более высокого порядка. Небольшое преимущество возмущенческого подхода состоит в том, что с помощью потенциала поляризации вакуума можно вычислить квантовоэлектродинамические поправки более высокого порядка (две и три петли); таким образом, этот потенциал также известен возмущенчески, так что возмущения более высокого порядка и петлевые поправки могут быть рассмотрены единообразно. В частности, поправка второго порядка, обусловленная потенциалом Юлиннга,

$$\delta E_{LS} = 0.1509 \text{ мэВ}, \quad (16)$$

комбинируется с двухпетлевой поляризацией вакуума (одночастичная приводимая и неприводимая двухпетлевые диаграммы):

$$\delta E_{LS} = 1.5081 \text{ мэВ}. \quad (17)$$

Последняя поправка, очевидно, доминирует над первой. Хотя и будучи много меньше, полная поправка, пропорциональная α^3 , обусловленная электронными поляризациями вакуума, также включена в рассматриваемую теорию мюонного водорода. Она была впервые рассчитана Т. Киношитой и М. Нио (Т. Kinoshita & М. Nio) и позднее скорректирована С. Каршенбоймом с соавторами. Окончательный результат равен

$$\delta E_{LS} = 0.0053 \text{ мэВ}. \quad (18)$$

Поправками от поляризации вакуума более высокого порядка (четыре или более петель) в настоящее время можно пренебречь. Однако есть еще до-

полнительные поправки от поляризации вакуума, которые представляют интерес. Электрон-позитронные пары искажаются из-за наличия реальных частиц. В частности, эти пары могут взаимодействовать с мюоном или с протоном. Такое взаимодействие можно свести к трем боксовым диаграммам, и весь эффект равен

$$\delta E_{LS} = -0.00089(2) \text{ мэВ}. \quad (19)$$

Этот эффект почти пренебрежим, поскольку результаты от этих трех диаграмм стремятся сократиться. Тем не менее, их включают в общие теоретические предсказания для того, чтобы продемонстрировать, что эффекты поляризации вакуума рассчитываются настолько полно, насколько возможно, и, что нет значительных эффектов, которыми пренебрегли.

Кроме того, есть также поправки от поляризации вакуума от мюонных пар, и этот эффект учтен в (23) ниже, вместе с собственной энергией мюона. Наконец, адронная поляризация вакуума детально рассмотрена в контексте мюонной $g - 2$ проблемы (аномального магнитного момента мюона), и равна

$$\delta_{hvp} E_{LS} = 0.0112(4) \text{ мэВ}. \quad (20)$$

До сих пор все поправки от поляризации вакуума рассчитывались с нерелятивистскими волновыми функциями. Релятивистские $O(\alpha^2)$ эффекты, скомбинированные с эффектами от потенциала, описывающего поляризацию электронного вакуума, включаются отдельно, как другая поправка. Снова, отношение масс мюона и протона η трактуется точно, таким образом, использование уравнения Дирака неприемлемо. Вместо этого, вводят эффекты поляризации вакуума в гамильтониан Брейта-Паули следующим образом. Формула (13) обнаруживает, что скорректированный на взаимодействие, учитывающее поляризацию электронного вакуума, кулоновский потенциал может быть представлен как кулоновское взаимодействие, полученное с обменом массивными фотонами, интегрированное с зависящей от массы весовой функцией. Таким образом, выводят модифицированный гамильтониан Брейта-Паули $\delta_{vp} H_{BP}$, полученный с массивными фотонами; пренебрегают сверхтонким взаимодействием; и находят, что соответствующая поправка в энергию связи равна

$$\delta_{vp,rel} E_{LS} = \langle \delta_{vp} H_{BP} \rangle + 2 \left\langle V_{vp} \frac{1}{(E-H)'} H_{BP} \right\rangle. \quad (21)$$

Результирующий вклад в Лэмбовский сдвиг был впервые рассчитан в [16], но этот расчет содержит некоторые ошибки. Правильный результат, впервые полученный Ентшурой и подтвержденный Каршенбоймом с соавторами, равен

$$\delta_{vp,rel} E_{LS} = 0.01876 \text{ мэВ}. \quad (22)$$

Если использовать уравнение Дирака в пределе бесконечной массы ядра, то полученный результат 0.021 мэВ, будет сильно отличаться от (22). Тем не менее, эта поправка достаточно мала, как и любая релятивистская поправка для мюонного водорода,

так что релятивистскими эффектами высокого порядка, скомбинированными с поляризацией электронного вакуума, можно пренебречь.

Что случается дальше? В обычном электронном водороде, собственная энергия электрона является доминирующей частью Лэмбовского сдвига. В случае мюонного водорода, она является малой, но, тем не менее, важной поправкой. Формула для Лэмбовского сдвига в однопетлевом приближении хорошо известна (7). Результирующая поправка для мюонного водорода получена путем замены массы электрона на массу мюона. Результат равен

$$\delta E = -0.6677 \text{ мэВ.} \quad (23)$$

Далее, соответствующие поправки появляются от включения как собственной энергии мюона, так и эффектов, обусловленных поляризацией электронного вакуума. Этот расчет не очень прост, при условии, что он включает модификацию логарифма Бете посредством учета поляризации электронного вакуума. Полный расчет был выполнен Энтшурой [17], и результирующая поправка равна

$$\delta E = -0.0025 \text{ мэВ.} \quad (24)$$

Теперь обратимся к оставшимся поправкам, которые перекрываются с эффектами упругой структуры и поляризуемости протона, и, которые, не всегда согласованно трактуются в литературе. Поправки отдачи, пропорциональные α^5 , изначально полученные Солпитером [6], предполагают, что обе частицы имеют спин $1/2$ и являются точечными. Они не могут быть получены из уравнения Дирака путем включения приведенной массы, поскольку слагаемые разложения в энергии Дирака включают только четные степени по α . Их получение требует полного квантовоэлектродинамического рассмотрения. Результат [6] равен

$$E(n, l) = \frac{m_r^3}{m_\mu m_p} \frac{(Z\alpha)^5}{\pi n^3} \left\{ \frac{2}{3} \delta_{l0} \ln \left(\frac{1}{Z\alpha} \right) - \frac{8}{3} \ln k_0(n, l) - \frac{1}{9} \delta_{l0} - \frac{7}{3} a_n - \frac{2}{m_p^2 - m_\mu^2} \delta_{l0} \left(m_p^2 \ln \left(\frac{m_\mu}{m_r} \right) - m_\mu^2 \ln \left(\frac{m_p}{m_r} \right) \right) \right\} \quad (25)$$

где

$$a_n = -2 \left[\ln \left(\frac{2}{n} \right) + \left(1 + \frac{1}{2} + \dots + \frac{1}{n} \right) + 1 - \frac{1}{2n} \right] \delta_{l0} + \frac{1 - \delta_{l0}}{l(l+1)(2l+1)} \quad (26)$$

Это значение справедливо для произвольной массы движущихся по орбитам частиц. В следующем разделе будет рассмотрен вклад от двухфотонного упругого и неупругого обмена, и эта поправка Солпитера должна быть согласованно вычтена из амплитуды упругого рассеяния. Возвращаясь к эффектам отдачи в мюонном водороде, получаем результирующую поправку

$$\delta E_{LS} = -0.0450 \text{ мэВ.} \quad (27)$$

Последняя поправка, которую рассматривают, появляется от собственной энергии протона и соот-

ветствующего определения зарядового радиуса протона [16]. Заметим, что для произвольного ядра со спином I , зарядовый радиус определяется в нерелятивистской квантовой электродинамике через эффективную связь

$$\delta H = -e \left(\frac{\langle r_p^2 \rangle}{6} + \frac{\delta_I}{M^2} \right) \nabla \cdot \vec{E}, \quad (28)$$

где \vec{E} – напряженность внешнего по отношению к протону электрического поля. Для безспинового ядра $\delta_0 = 0$; для ядра со спином $1/2$ $\delta_{1/2} = 1/8$, которое соответствует, так называемому, слагаемому Дарвина-Фолди. Для более высоких значений спина не существует уникального значения δ_I . Здесь мюон считается точечным так, что его зарядовый радиус, по определению стремиться к нулю, и зарядовый радиус протона определяется упомянутой выше формулой. Это определение может быть эквивалентно тому, которое получается из наклона кривой форм-фактора $G_E(Q^2)$ при $Q^2 = 0$, если электромагнитные форм-факторы имеют смысл при сколь угодно высоком уровне точности. Но это обязательно так из-за радиационных квантовоэлектродинамических поправок. Собственная энергия протона приводит к модификации упругих форм-факторов так, что они зависят от фиктивной массы фотона или, другими словами, не являются более хорошо определенными. Единственно правильное определение должно использовать полные двухфотонные структурные функции, но это приближение здесь не рассматривается. Здесь берется простейшее возможное приближение, и используется формула для низкоэнергетической части собственной энергии протона,

$$E(n, l) = \frac{4m_r^3(Z^2\alpha)(Z\alpha)^4}{3\pi n^3 m_p^2} \left(\delta_{l0} \ln \left(\frac{m_p}{m_r(Z\alpha)^2} \right) - \ln k_0(n, l) \right). \quad (29)$$

Соответствующая поправка для мюонного водорода равна

$$\delta E_{LS} = -0.0099 \text{ мэВ.} \quad (30)$$

Высокоэнергетическая часть Лэмбовского сдвига, по определению, включается в форм-факторы протона и, более точно, в зарядовый радиус и аномальный магнитный момент.

Все поправки, представленные в этом разделе (формулы (11), (12), (15-20), (22-24), (27) и (30)), дают в сумме

$$\delta E_{LS} = 206.0330 \text{ мэВ.} \quad (31)$$

Есть много других маленьких квантовоэлектродинамических поправок рассмотренных в литературе, которые более высокого порядка по α или по степеням поляризации вакуума. Главной целью этих дальнейших расчетов было нахождение возможной упущенной большой поправки. Однако не было найдено существенной квантовоэлектродинамической поправки, которая могла бы объяснить расхождение, но, в принципе, ее существование не исключают.

Все известные поправки были недавно суммиро-

ваны А. Антогнини (А. Antognini) с соавторами. Результат этих авторов (формула (32) ниже) только немного отличается от такового в формуле (31).

Расчет тонкого и сверхтонкого расщеплений (см. рисунок 4), исключая $E_{\text{HFS}}^{2S_{1/2}}$, много проще, так, что далее представлены только окончательные численные результаты:

$$\begin{aligned} \Delta E_{\text{LS}} &= 206.0336(15) - 5.2275(10)r_p^2 + \Delta E_{\text{TPE}}, \\ \Delta E_{\text{FS}} &= 8.3521 \text{ мэВ}, \\ \Delta E_{\text{HFS}}^{2S_{1/2}} &= 22.8089(51) \text{ мэВ (эксп.)}, \\ \Delta E_{\text{HFS}}^{2P_{1/2}} &= 7.9644 \text{ мэВ}, \end{aligned} \quad (32)$$

Таблица 1 - Численные результаты для $O(\alpha^5 m^4)$ поправок от структуры протона в Лэмбовский сдвиг в мюонном водороде.

мкэВ	Ссылка [18]	Ссылка [16] и [19]	Ссылка [20]
ΔE^{subt}	5.3 ± 1.9	1.8	2.3
ΔE^{inel}	-12.7 ± 0.5	-13.9	-16.1
ΔE^{el}	-29.5 ± 1.3	-23.0	-23.0
ΔE	-36.9 ± 2.4	-35.1	-36.8

3.3 Эффект поляризуемости протона в мюонном водороде

В предыдущем разделе обсуждались квантово-электродинамические расчеты необходимые для определения зарядового радиуса протона из расщеплений уровней энергии мюонного водорода между $2P$ и $2S$ состояниями. Одно особенное слагаемое, которое возникает на пересечении между эффектами от квантовой электродинамики и от сильного

$$\Delta E_{\text{HFS}}^{2P_{3/2}} = 3.3926 \text{ мэВ},$$

$$\Delta = 0.1446 \text{ мэВ}.$$

Здесь $\Delta E_{\text{TPE}} = 0.0351(20)$ мэВ (см. таблицу 1) вклад протонного структурно-зависимого двухфотонного обмена, который рассматривается в следующем разделе. Теоретическое значение для $2S_{1/2}$ сверхтонкого расщепления является неопределенным, поскольку недостаточно хорошо известны эффекты структуры протона в магнитном взаимодействии, так что вышеприведенное значение [2] является экспериментальным.

взаимодействия, заслуживает специального внимания: вклад от протонной поляризуемости, который входит в слагаемое двухфотонного обмена (Рисунок 5). Рассчитанный эффект от этого слагаемого пропорционален массе лептона в четвертой степени, и, таким образом, может быть существенным для мюонных атомов, но несущественным для электронных атомов.

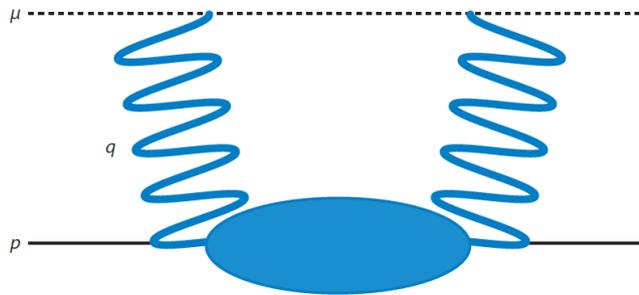


Рис. 5. Боксовая диаграмма для поправок, пропорциональных $O(\alpha^5 m^4)$. Рисунок, в котором фотонные линии пересекаются, также включен в расчет. Овал представляет всевозможные возбуждения протона. Волнистые линии обозначают обменивающиеся фотоны. Сплошная линия обозначает протон, и пунктирная линия представляет мюон.

Протон может быть возбужден путем поглощения фотона и, затем девозбужден путем излучения фотона. Таким образом, слагаемое, получающееся из двухфотонного обмена, зависит от амплитуды комптоновского рассеяния вперед виртуального фотона на протоне $T^{\mu\nu}(v, q^2)$, где q^2 квадрат четырехмерного импульса q^μ виртуального фотона и v его временная компонента. Вклад диаграммы, показанной на рисунке 5, дается выражением

$$E = -\frac{e^4}{2} \phi^2(0) \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \frac{1}{q^4} [T^{\mu\nu} - t^{\mu\nu}(M)] t_{\mu\nu}(m), \quad (33)$$

где $t^{\mu\nu}$ — комптоновская амплитуда для точечного фермиона массы M (протона) или m (мюона) и $\phi^2(0) = \alpha^3 m_r^3 / 8\pi$ для $2S$ состояния (здесь m_r — приведенная

масса лептона). Роль слагаемого $t^{\mu\nu}(M)$ в формуле (33) состоит в вычитании слагаемого, соответствующего поправке отдачи, обсужденного в предыдущем разделе. Использование (33) все еще требует вычитания ИК-расходящегося слагаемого, которое относится к квантовоэлектродинамической поправке к зарядовому радиусу протона (обсуждалась в предыдущем разделе).

Величина $T^{\mu\nu}(v, q^2)$ распадается на комбинацию двух независимых слагаемых $T_{1,2}(v, q^2)$, разрешенных симметриями. Мнимые части функций $T_{1,2}(v, q^2)$ относятся к структурным функциям $F_{1,2}$, измеряемым в рассеяниях электрона или мюона на протоне, так что $T_{1,2}$ может быть выражены в функциях $F_{1,2}$ через дисперсионные соотношения. Однако, $F_1(v,$

Q^2) спадает слишком медленно при больших значениях ν , чтобы дисперсионное соотношение сходилось. Таким образом, нужно сделать вычитание при $\nu=0$, требуя, чтобы была введена новая функция $\bar{T}_1(0, Q^2)$, зависящая от Q^2 . Вклады в Лэмбовский сдвиг распадаются на три слагаемых [18]: $E = \Delta E^{el} + \Delta E^{inel} + \Delta E^{subt}$, где верхний индекс «el» означает лептон-протонные промежуточные состояния, «inel» промежуточные возбуждения протона и «subt» слагаемое вычитания. Это разделение на три слагаемых является до некоторой степени произвольным, но пока не найдено исследований, что различия между различными возможными разбиениями существенны для разрешения загадки зарядового радиуса протона.

Чаще всего работают со слагаемым вычитания, используя разложение по степеням в ряд около $Q^2=0$, затем применяют эффективную теорию поля для того, чтобы определить коэффициенты ряда. На практике, авторы [18-20] использовали

$$\bar{T}_1(0, Q^2) = \frac{\beta_M}{\alpha} Q^2 F_{loop}(Q^2), \quad (34)$$

где $F_{loop}(Q^2)$ является функцией, которая спадает с Q^2 достаточно быстро, так что, нужные интегралы сходятся. В таблице 1 просуммированы расчеты, сделанные тремя группами.

Теоретическая погрешность, определенная из трех значений ΔE , показанных в таблице 1, кажется очень маленькой. Однако, намек на проблему содержится в больших относительных разностях между значениями для ΔE^{subt} . М. К. Бирс и Дж. А. МакГоверн (М.С. Birse & J.A. McGovern) оценили заново слагаемое вычитания (используя разбиение на слагаемые, использованное в работе [21]) и рассчитали степенной ряд по Q^2 на один порядок выше; они нашли $\Delta E^{subt} = 4.2 \pm 1.0$ мкэВ. Некоторые авторы [22,23] аргументировали, что погрешность в этом слагаемом является существенной, если даже типичные значения, составляющие только несколько мкэВ, очень малы по сравнению с 310 мкэВ необходимыми для того, чтобы учесть загадку зарядового радиуса протона.

Проблема состоит в том, что интеграл, который определяет ΔE^{subt} , [23] расходился бы логарифмически без введения форм-фактора $F_{loop}(Q^2)$. В принципе, необходимо оценить бесконечный набор слагаемых в степенном ряде, описывающем $\bar{T}_1(0, Q^2)$, и надеяться, что результат приведет к сходящемуся интегралу. Г.А. Миллер (G.A. Miller) [23] использовал форму

$$F_{loop}(Q^2) = \frac{Q^4}{M_\gamma^4} \frac{1}{(1+aQ^2)^3}. \quad (35)$$

Использование этой формы позволяет установить выражение для сдвига энергии в замкнутой форме, которая хорошо аппроксимируется выражением

$$\Delta E^{subt} \approx \frac{3}{2} m \alpha \phi^2(0) \frac{\beta_M}{M_\gamma^4 a^2}. \quad (36)$$

Использование $M_\gamma = 0.5$ ГэВ и $a = 0,0078 / (4m_\mu^2) = 0,177$ ГэВ⁻² дает значение Лэмбовского сдвига 0.31 мэВ. Должно появиться относительно большое значение для $1/a$ для того, чтобы получить необходимый вклад без нарушения фундаментальных принципов.

Таким образом, вышеприведенная дискуссия показывает, что процедуры, использованные для того, чтобы оценить величину слагаемого вычитания, страдают от существенных погрешностей. Проблема появляется, поскольку киральная эффективная теория поля применяется к расчету виртуальной фотонуклонной амплитуды рассеяния, и, как результат, сдвиг энергии зависит от интеграла, который бы логарифмически расходился, если бы функция F_{loop} была бы заменена единицей. Другим путем рассмотрения было бы использование эффективной теории поля для лептон-протонного взаимодействия. В эффективной теории поля, логарифмические расходимости, идентифицированные через размерную регуляризацию, перенормируются путем включения в лагранжиан лептон-протонного контактного взаимодействия. Эта перенормировка была выполнена [23] с техниками стандартной размерной регуляризации посредством оценивания амплитуды рассеяния, показанной на рисунке 5. Интересное нам слагаемое получено путем включения только $\bar{T}_1(0, Q^2)$ из (34) с $F_{loop} = 1$. Результат равен

$$M_2^{DR}(loop) = \frac{3}{2} i \alpha^2 m \frac{\beta_M}{\alpha} \left[\frac{2}{\epsilon} + \log \frac{\mu^2}{m^2} + \frac{5}{6} - \gamma_E + \log 4\pi \right] \bar{u}_f u_i \bar{U}_f U_i, \quad (37)$$

где спиноры, обозначенные строчными буквами, представляют лептоны массы m и спиноры, обозначенные прописными буквами, относятся к протонам массы M ; γ_E – константа Эйлера, равная 0.577216; μ – параметр, введенный используя размерную регуляризацию; и необходимо работать в пространстве размерности $d = 4 - \epsilon$.

Результат (37) соответствует бесконечному вкладу в Лэмбовский сдвиг в пределе, когда ϵ стремится к нулю. В эффективной теории поля необходимо удалить расходящуюся часть путем добавления лептон-протонного контактного взаимодействия в лагранжиан, которое удаляет расходимость, заменяя ее неизвестной конечной частью. Конечная часть получается путем аппроксимации уместной части данных. Здесь только подходящие данные 0.31 мэВ необходимы для того, чтобы учесть загадку зарядового радиуса протона. Когда конечная часть добавленного лептон-протонного контактного взаимодействия выбирается так, чтобы воспроизвести необходимое значение 0.31 мэВ, тогда результат равен

$$M_2^{DR} = i 3.95 \alpha^2 m \frac{4\pi}{\Lambda_\chi^3} \bar{u}_f u_i \bar{U}_f U_i, \quad (38)$$

выраженный в единицах кирального нарушающего симметрию масштаба $\Lambda_\chi \equiv 4\pi f_\pi$ (здесь f_π – постоянная

ная распада пиона). Коэффициент 3.95 является натуральной величиной. Таким образом, техники стандартной эффективной теории поля дают эффективное лептон-протонное взаимодействие натуральной величины, которое пропорционально массе лептона.

Эти результаты (36) и (38) предполагают, что существует лептон-протонное взаимодействие, принятое в Стандартной Модели, обусловленное поведением виртуальной амплитуды рассеяния при высоких импульсах, которая является достаточно большой для того, чтобы учесть загадку зарядового радиуса протона. Это предположение требует дальнейшего тестирования. К счастью, эта гипотеза может быть протестирована в предстоящем эксперименте по низкоэнергетическому рассеянию.

3.4 Теория уровней энергии водорода

Одно из возможных объяснений загадки зарядового радиуса протона состоит в том, что оно вызвано ошибкой или неучтенной поправкой в теории Лэмбовского сдвига в водороде. Можно аргументировать, что этот сценарий не очень вероятен. Почему? Ответ заключается в том, что поправки в Лэмбовский сдвиг для атома водорода вычислялись многими группами с использованием различных методов, и было получено только несколько несоответствий (детально описаны ниже). Свежий обзор по теории атома водорода в контексте определения зарядового радиуса протона можно посмотреть по ссылке [3].

Все поправки в Лэмбовский сдвиг классифицируются по степеням α , $Z\alpha$ и отношения масс m_e/m_p , где степень α учитывает число петель. Дополнительные поправки от структуры протона, упругие и неупругие двухфотонные вклады, имеют порядок десятков герц для $1S$ состояния [3], тогда как расхождение в зарядовом радиусе протона соответствует ~ 100 кГц. Таким образом, любой эффект от структуры протона за пределами поправок на конечный размер является пренебрежимо малым.

Лидирующие вклады в Лэмбовский сдвиг атома водорода такие, как однопетлевая собственная энергия электрона и поляризация вакуума рассчитывались как путем разложения по $Z\alpha$, так и численно, используя известную форму релятивистского электронного пропагатора в кулоновском поле. Оба метода согласуются, но численный метод с погрешностью в несколько герц для основного состояния является более точным так, что не остается места для какой бы то ни было ошибки порядка 100 кГц.

Двухпетлевой вклад также рассчитывался как численно, так и аналитически, но результаты отличались незначительно. Численные расчеты были выполнены только для заряда ядра $Z \geq 10$, и результат для $Z=1$ был получен путем экстраполяции. Аналитический расчет был численно точен, но некоторые слагаемые более высокого порядка были отброшены, поскольку они являются слишком трудными для оценки. Окончательный результат взят

как арифметическое среднее с погрешностью, которая подходит обоим значениям. Эта погрешность соответствует ~ 2 кГц для $1S$ состояния, что слишком мало для того, чтобы объяснить расхождение.

Трехпетлевой вклад в лидирующем порядке по $Z\alpha$ был рассчитан только одной группой. Эта поправка может быть представлена в единицах трехпетлевых электромагнитных форм-факторов свободных электронов. Хотя технически и очень современные, но концептуально простые методы оценки диаграмм Фейнмана могут быть применены так, что здесь не ожидают ошибки. Поправки связывания как следующий порядок по $Z\alpha$, известны только частично, но могут быть оценены, как ~ 1 кГц.

Поправки отдачи, двухчастичные диаграммы без собственной энергии и поляризации вакуума, хотя и малы, являются трудными для оценки, поскольку необходимо использовать полный квантовоэлектродинамический формализм. Две группы получили независимо замкнутую формулу для поправки отдачи. Численная оценка была проведена путем аналитического разложения по $Z\alpha$ и численно. Эти результаты согласуются.

Две другие группы независимо рассчитали радиационные поправки отдачи только путем разложения по $Z\alpha$. Общий результат является достаточно малым; некоторые логарифмические слагаемые более высокого порядка также известны [3]; и оставшиеся поправки более высокого порядка неподходящи по порядку расхождения. В заключение, не существует места для новых поправок или ошибок в этих расчетах, которые могли бы изменить $1S$ Лэмбовский сдвиг на величину порядка ~ 100 кГц.

Выводы. Загадка зарядового радиуса протона реальна. Этот физический параметр не должен зависеть от метода его получения, хотя существует два высокоточных метода, основанных на экспериментах в обычном и мюонном атомах водорода, которые, в значительной степени, не согласуются друг с другом. Суммируя, имеются следующие возможности для объяснения этой проблемы:

1. Эксперименты, проведенные с обычным электронным водородом, были выполнены не так аккуратно, как декларируется.
2. Квантовоэлектродинамические расчеты являются не такими аккуратными, как это утверждается.
3. Слагаемое от двухфотонного обмена, которое зависит от поляризуемости протона, было оценено не корректно.
4. Электрон и мюон действительно имеют различные взаимодействия с протоном, таким образом, существует физика за пределами Стандартной Модели.

Ни одна из этих возможностей не выглядит очень вероятной, но все они должны быть проверены.

Протон является единственным стабильным барионом. Таким образом, важно понять, что собой

представляет протон. Его радиус должен быть простой величиной для определения и понимания. Недавние экспериментальные результаты все еще недостаточно хорошо поняты, но будущие исследова-

ния могут обнаружить истинное значение этого радиуса, ведущее к лучшему пониманию его структуры или демонстрирующее неожиданный аспект его взаимодействий.

Библиографический список

1. Pohl, R. (CREMA Collab.) The size of the proton / R. Pohl, et al. // Nature. 2010. Vol. 466. 213-216.
2. Antognini, A. (CREMA Collab.) Proton Structure from the Measurement of 2S-2P Transition Frequencies of Muonic Hydrogen / A. Antognini, et al. // Science. 2013. Vol. 339. P. 417-420.
3. Mohr, P.J. CODATA recommended values of the fundamental physical constants: 2010 / P.J. Mohr, B.N. Taylor, D.B. Newell // Rev. Mod. Phys. 2012. Vol. 84. P. 1527-1605.
4. Bernauer, J.C. (A1 Collab.) High-Precision Determination of the Electric and Magnetic Form Factors of the Proton / J. C. Bernauer, et al. // Phys. Rev. Lett. 2010. Vol. 105. P. 242001.
5. Miller, G.A. Charge Densities of the Neutron and Proton / G.A. Miller // Phys. Rev. Lett. 2007. Vol. 99. P. 112001.
6. Eides, M.I. Theory of light hydrogenic bound states / M.I. Eides, H. Grotch, V.A. Shelyuto. Springer, 2007. 262 p.
7. Parthey, C.G. Improved Measurement of the Hydrogen 1S–2S Transition Frequency / C.G. Parthey, A. Matveev, J. Alnis, et al. // Phys. Rev. Lett. 2011. Vol. 107, No. 20. P. 203001.
8. Perdrisat, C. Nucleon Electromagnetic Form Factors / C. Perdrisat, V. Punjabi, and M. Vanderhaeghen // Prog. Part. Nucl. Phys. 2007. Vol. 59. P. 694-764.
9. Zhan, X. High-precision measurement of the proton elastic form factor ratio $\mu_p G_E/G_M \mu_p G_E/G_M$ at low Q^2 / X. Zhan, et al. // Phys. Lett. B. 2011. Vol. 705. P. 59-64.
10. Hill, R.J. Model-independent extraction of the proton charge radius from electron scattering / R.J. Hill and G. Paz // Phys. Rev. D. 2010. Vol. 82. P. 113005.
11. Belushkin, M. Dispersion analysis of the nucleon form factors including meson continua / M. Belushkin, H.W. Hammer, and U.-G. Meisner // Phys. Rev. C. 2007. Vol. 75. P. 035202.
12. Sick, I. Problems with proton radii / I. Sick // Prog. Part. Nucl. Phys. 2012. Vol. 67. P. 473-478.
13. Kottmann, F. Kinetic energies of exotic H atoms at formation and cascade / F Kottmann, et al. // Hyperfine Interact. 1999. Vol. 119. P. 3-10.
14. Pohl, R. Muonic hydrogen and the proton radius puzzle / R. Pohl et al. // Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 2013. Vol. 63. P. 175-204.
15. Jentschura, U.D. Lamb shift in muonic hydrogen—II. Analysis of the discrepancy of theory and experiment / U.D. Jentschura // Ann. Phys. 2011. Vol. 326. P. 516-533.
16. Pachucki, K. Theory of the Lamb shift in muonic hydrogen / K. Pachucki // Phys. Rev. A. 1996. Vol. 53. P. 2092-2100.
17. Jentschura, U.D. Lamb shift in muonic hydrogen I: Verification and update of theoretical predictions / U. D. Jentschura // Ann. Phys. 2011. Vol. 326. P. 500-515.
18. Carlson, C.E. Higher-order proton structure corrections to the Lamb shift in muonic hydrogen / C.E. Carlson and M. Vanderhaeghen // Phys. Rev. A. 2011. Vol. 84. P. 020102.
19. Pachucki, K. Proton structure effects in muonic hydrogen / K. Pachucki // Phys. Rev. A. 1999. Vol. 60. P. 3593-3598.
20. Martynenko, A.P. Proton-polarizability effect in the Lamb shift for the hydrogen atom / A.P. Martynenko // Phys. At. Nucl. 2006. Vol. 69. P. 1309-1316.
21. Birse, M.C. Proton polarisability contribution to the Lamb shift in muonic hydrogen at fourth order in chiral perturbation theory / M.C. Birse and J.A. McGovern // Eur. Phys. J. A. 2012. Vol. 48. P. 120.
22. Miller, G.A. Nuclear quasielastic electron scattering limits nucleon off-mass shell properties / G.A. Miller, A.W. Thomas, J.D. Carroll // Phys. Rev. C. 2012. Vol. 86. P. 065201.
23. Miller, G.A. Proton polarizability contribution: Muonic hydrogen Lamb shift and elastic scattering / G.A. Miller // Phys. Lett. B. 2012. Vol. 718. P. 1078-1082.

THE PROTON RADIUS PROBLEM

S. Churochkina, A. Udalova
Saratov State University

In this work the problem of significant disagreement of values of the proton radius obtained from the measured energy difference between the 2S and 2P states of muonic hydrogen and from experiments for electronic hydrogen as well as from elastic electron-proton scattering has been discussed.

Библиографическая ссылка по ГОСТ: Р 7.0.11—2011:

Чурочкина С.В., Удалова А.А. Проблема зарядового радиуса протона. // Вопросы прикладной физики. Вып.23. Саратов. – 2016. –С.3-16.

**ЭЛЕКТРОСТАТИКА В УЧЕБНОМ ПРОЦЕССЕ
(От веретена Фалеса до понятия электрического поля)**

М.А. Старшов

Саратовский университет
кафедра компьютерной физики и метаматериалов*Старшов Михаил Александрович, доцент*

Рассмотрена логика развития науки об электричестве и смысл основных понятий этого раздела физики в применении к практике преподавания в школе и в высшем учебном заведении. Можно считать приглашением школьных физиков к обсуждению затронутой темы.

Широко известно наблюдение одного из семи мудрецов Древней Греции Фалеса из Милета, как прилипают мелкие шерстинки и соломинки к янтарному веретену в ткацком станке его дочери. В греческом языке было слово «электрон», имевшее несколько значений, в том числе им как раз и называли янтарь, высоко ценившийся уже в те далёкие времена. Через 22 столетия опыт Фалеса повторил вполне научно придворный врач английской королевы Уильям Гильберт (1544-1603), провёл несколько сот опытов и нашёл точно такую же способность у целого ряда других, гораздо более доступных веществ. Возможно, главная заслуга Гильберта перед историей и физикой состоит в изобретении слова для обозначения всего круга подобных явлений. Он вспомнил греческое название янтаря и создал английское слово *electricity*, вскоре ставшее международным научным термином.

Наблюдения Гильберта проведены в самое подходящее время, когда в европейских странах пробудился интерес к науке, и поэтому дали начало стремительному развитию теории и практическому применению электричества, могучей силы, без которой мы не можем представить себе нашу жизнь.

Но вот как древним учёным удавалось предвидеть значение первых простеньких наблюдений, достойно удивления: «В янтаре содержится огненная и бестелесная сила, которая выходит из него скрытыми путями, если потереть поверхность янтаря, и производит то же действие, что и магнитный камень», Плутарх, около 46-126г. Или вот так: «Вообще янтарь, получивший от трения пальцами жизненную теплоту, притягивает сухие листочки, соломинки и ниточки так же, как магнит железо». Это Плиний, Естественная история, книга 37. Можно подозревать, что по крайней мере Плиний сам не видел этого опыта, разве что в те времена янтарь был какой-то особенно сильный и в самом деле притягивал соломинки и листочки, но восхищает соединение в одной мысли электрических и магнитных явлений, физика пришла к пониманию этого только в 1820 году, после неожиданного открытия Г. Эрстеда.. Столь же удивительно услышать от Плутарха слова об огненной и бестелесной силе.

Современники, как правило, не понимают выдающихся людей и их мысли возникают снова спустя много лет. А вот опыты Гильберта, которые он к тому же безотлагательно изложил в книге, быстро покорили Европу. Многие учёные и знатные бездельники увлеклись повторением этих опытов и наблюдений. Круг знаний стремительно

расширялся, появлялись новые идеи, гипотезы и слова. Обнаружились два вида электричества, которые во Франции, естественно, назвали мужским и женским, в Англии – смоляным и стеклянным, пока наконец американец Бенджамин Франклин не ввёл привычные для нас названия положительное и отрицательное, да и слово «заряд» пришло, кажется, от него же, со множеством других слов и терминов в этой области физики.

В середине XVII века было замечено впервые, что натёртые тела могут не только притягивать разную мелочь, но и отталкивать её. Автором этого важнейшего открытия был, видимо, итальянец Никола Кабео (1629 г.). Вскоре знаменитый немецкий чиновник Отто фон Герике построил специальную машину «для получения электричества». Любопытно заметить, что он сделал её слишком сложным путём. Зная больше об электричестве, он мог бы сделать всё гораздо проще, но так часто бывает в науке, важен результат, а понимание приходит позже.

Наконец, на электрические явления обратил внимание французский военный инженер Шарль Кулон (Charles A. Coulomb, 1736-1806). Опять-таки, как часто бывает, он занимался совсем другими исследованиями по своей профессии, но когда построил прибор для измерения очень малых сил, применил его очень удачно для поиска закона электрического взаимодействия. О фантастически трудном эксперименте Кулона много написано в разнообразных учебниках и книгах по истории электричества. Но вот как это выглядит в добротной «Истории физики» Марио Льюцци: «...Кулон начал с измерения зависимости силы отталкивания одноименных зарядов от расстояния и провел многочисленные эксперименты. Он приводит результаты трех измерений, при которых расстояния между зарядами относились как 36:18:17/2, а соответствующие силы отталкивания – как 36:144:5751, т.е. силы почти точно обратно пропорциональны квадратам расстояний. В действительности экспериментальные данные несколько отличаются от теоретического закона...» [1]. Нельзя не заметить несколько удивительных для учёного, особенно для физика, нюансов этой последней фразы историка. Почему бы не написать 8,5 вместо «двухэтажного» 17/2? Ну, это совсем мелочь, но позволяют ли приведённые две пропорции сделать вывод, что «силы почти точно обратно пропорциональны квадратам расстояний»? Лично у меня не получалось, пока не нашёл в другом источнике последнюю цифру – не 5751, а

575,1 или, точнее, 576. Так вот, если верное значение 576, то обратный квадрат видно достаточно точно без всяких оговорок об отличии данных опыта от «теоретического закона», которого тогда никто не знал, естественно. Очевидно, что $6^2:12^2:24^2=36:144:576$. Убедительнее было бы указать погрешность определения расстояния 8,5, насколько оно далеко от 9. Ошибка около 7% может быть приемлема для того времени и сложности эксперимента.

Ещё более становится удивительно читать у М. Льюиса, что «Кулону, как он сообщает, неоднократно удавалось» заметить, что и сила притяжения подчиняется закону обратных квадратов (с.189). Притяжение известно пару тысяч лет, притяжение только-только открыто, почему же для притяжения лишь неоднократно удавалось подтвердить закон, и можно ли его принять в качестве всеобщего закона? И вот это говорится о великом законе Природы?! Горсточка сомнительных для самого автора эксперимента цифр, и столь глобальный вывод на все времена? Невозможно учить этот закон наизусть, без раздумий, и нельзя учить этому школьников и студентов.

Интересно, а как вводится этот закон в школе и на физических факультетах университетов? В трёхтомнике очень известного в нашей стране «Элементарного учебника физики» под редакцией академика Г.С. Ландсберга курсивом написано: *«Сила взаимодействия двух точечных зарядов направлена вдоль прямой линии, соединяющей заряды. Ее величина прямо пропорциональна произведению обоих зарядов и обратно пропорциональна квадрату расстояния между ними»*. [2] На этом учебнике выросло много поколений советских физиков, но можно ли в формулировке закона писать о пропорциональности заряду или произведению зарядов? В законе заряды непременно постоянны, а никакая величина не может быть пропорциональна константе, это просто нонсенс, это ужасное нарушение логики и мысли. Примерный аналог этого учебника – книга двух американцев Л. Эллиота и У. Уилкокса «Физика», переведённая на русский язык в том же самом 1967 году под редакцией профессора А.И. Китайгородского, учит примерно так же: **«Сила, действующая между двумя заряженными телами, прямо пропорциональна количеству электричества на каждом из тел и обратно пропорциональна квадрату расстояния между телами»**. [3] (С.418). Чутьочку лучше, правда? Точнее хотя бы в одном отношении, о котором пойдёт речь немного ниже.

В старых учебниках для вузов (К.А. Путилов) и университетов (С.Э. Фриш и А.В. Тиморева, 1961г) закон Кулона практически не отличается от формулировки Ландсберга. Нет сомнений, что более свежие учебники этот старый закон не ревизовали. Нет в нём ничего интересного, это вам не гравитация!

Кстати, о гравитации! А чем закон Кулона отличается от великого закона Ньютона? В отличие от своего последователя Кулона Ньютон даже и

силы не измерял, в два тяжёлых «чумных» года ещё студент Ньютон размышлял. Думал он о движении Луны, что заставляет её двигаться на практически неизменном расстоянии от нашей собственной планеты? Понял он самое главное, что причина в том же, почему камень, снаряд или пресловутое яблоко падает на Землю. Понял, и молчал два десятка лет!

Непростые это размышления, если даже наш современник, блестящий физик, Нобелевский лауреат пишет вот так: «Таким образом, сила, действующая между Солнцем и планетой, равна постоянной (одинаковой для всех планет), умноженной на массу планеты и деленной на квадрат расстояния от Солнца до планеты (закон обратного квадрата расстояния)».[4]. Ведь явная ошибка, если в «постоянной» скрыта масса самого Солнца, но это надо оговаривать, ибо это не общепринято! А не надо формулы читать по буквам... Не знаю, как в оригинале, но редактор русского перевода, доктор физмат наук, мог бы и заметить.

Очевидно, что Ньютон установил только одно: два любых тела взаимодействуют с силой, **обратно пропорциональной квадрату расстояния между телами**. Вот и всё. И это великое открытие. Ньютон понимал, что о массах взаимодействующих тел говорить в законе не следует, это не чтение формулы словами. Точно так же для закона не нужна постоянная величина, множитель, уравнивающий размерности в формуле.

Так ведь Кулон другим путём пришёл к тому же самому: **сила взаимодействия двух заряженных тел обратно пропорциональна квадрату расстояния между телами**.

Это и есть второе великое открытие. А есть ФОРМУЛА, кратко записывающая и этот закон. В данном случае и формулы совпадают до буквы, даже коэффициенты пропорциональности мы имеем право обозначать одной и той же буквой! И никто не может объяснить, почему константы в этих законах, мировые постоянные, имеют именно такие численные значения. Можно только измерять их со всё более высокой точностью. Формула позволяет что-то вычислять, задачи решать и проверять, в том числе и сам закон. Ньютон долго молчал не из каприза, хотя и это в какой-то мере, видимо, было в его непростой жизни. Просто астрономические данные были не очень точны.

Формулой, выражающей закон Кулона, можно рассчитывать силу в каждой точке пространства на любом расстоянии от тела, имеющего электрический заряд. Но удобнее составить «карту местности», задавая силу, действующую на единственный заряд любого знака, для определённости, положительного. Эту величину привыкли называть напряжённостью поля. А если мы поместим мысленно в данную точку этого пространства другой заряд, мы уверены, что на него будет действовать сила, определённая через напряжённость. И тело с этим зарядом будет перемещаться, т.е. будет совершаться работа. Кем? Полем, говорят. Или мною, если я действую против

силы кулоновской. Когда я удаляю единичный отрицательный заряд от условно неподвижного положительного заряда, в бесконечность, моя работа называется потенциалом данной точки поля неподвижного заряда, из которой я начал движение. Любой учитель внушает, что потенциал не определён в точности, а «имеет смысл» только разность потенциалов. Предпочитаю думать наоборот – имеет физический смысл именно потенциал точки. Он вместе с напряжённостью поля даёт полную характеристику любой точки, и тогда мы можем сказать, что знаем поле данного заряда. Таким образом, электрическое поле есть пространство, в каждой точке которого однозначно определены напряжённость и потенциал. После такого введения понятия поля, после работ и размышлений М. Фарадея, мы пользуемся им для обучения основам электричества и для простых расчётов. Для этого придумано много других понятий – силовая линия, градиент потенциала, поток индукции... Но об этом надо говорить в другое время и в другом месте. Сегодня кажется просто забавным, что Фарадей считал силовые линии реально существующими, он их почти видел. Но понять это можно, они же его создание. Гораздо хуже, когда современные физики бездумно рассуждают о числе силовых линий, пронизывающих некую площадку или поверхность. Начинающие изучать физику слушатели принимают это за истину, не понимая условность такого выражения.

Важно, что понимаемое в таком смысле «поле» элегантно отключается от материи в любом виде и легко распространяется на поле, например, температурное.

Заклучить этот разговор хочется рассуждением о заряде. Не побоюсь сказать, что не существует определения этого важнейшего понятия. Никто не знает, что такое электрический заряд, и даже вопрос такой ставить неприлично. Зато мы довольно много знаем сегодня об электрическом заряде. Перечислим главное.

1. Заряд связан с веществом, не существует просто заряда.

2. Заряды бывают двух типов, скажем, положительные и отрицательные, это условность.

3. Заряженные тела притягиваются или отталкиваются в зависимости от знаков зарядов на этих телах.

4. Заряд дискретен, т.е. в Природе существует наименьший заряд; конкретный заряд всегда кратен минимальному. Пока мы считаем наименьшим заряд, свойственный электрону (и протону).

5. Электрический заряд не создаётся и не может быть уничтожен, иначе говоря, в Природе действует закон сохранения электрического заряда. Всё, что мы научились делать, сводится, в конечном счёте, к перераспределению зарядов между различными телами.

Представление о зарядах в виде такого комплекта свойств и понятие поля позволяют строить физическую теорию и разрабатывать сколь угодно сложные физические приборы

современности. Первое свойство среди перечисленных – неразрывная связь электрического заряда с веществом – существенное достоинство приведённого ранее определения кулоновской силы в американском учебнике Л. Эллиота и У. Уилкокса. Редкая формулировка, где такая связь прямо выражена, обычно она только подразумевается, но многие ли педагоги пытаются открыть это учащимся?

Конечно, выражение «тело, имеющее электрический заряд», безусловно, представляется излишне громоздким и длинным, легче говорить просто «заряд». Но это допустимо только после того, как учащиеся вполне усвоят связь заряда с веществом, иначе это будет просто жаргон, а понимание не формируется. Неточные и неверные определения почему-то запоминаются легче и надолго. Например, практически любой первокурсник бодро отвечает: «Электрическое поле это особый вид материи», и на этом останавливается. А именно с этого места следует начать думать.

И последнее замечание – сегодня очень легко и просто продемонстрировать учащимся не только притяжение маленьких предметов к наэлектризованному телу, что всегда было доступно, но и отталкивание заряженных тел, когда они сделаны из пенопласта. Достаточно всыпать пригоршню пенопластовых шариков в прозрачную пластиковую упаковку от небольшого электронного устройства, которые часто выбрасывают сразу по выходу из магазина, и провести сухой ладонью по внешней стороне упаковки, как шарики приходят в движение. Остаётся только наблюдать и делать правильные выводы. Вполне годится и простая пластиковая бутылка, - сухая внутри, естественно.



Рис.1. Бутылка с шариками пенопласта.

Хорошо известно, как влияет на заряженные тела состояние окружающей среды, говорят обычно, что заряд стекает во влажном воздухе. А в закрытой пластиковой бутылке заряженные трением шарики прилипают к стенкам бутылки и сохраняют это положение годами.

Ещё удобнее для демонстрации почти плоская пластиковая упаковка какого-нибудь электронного устройства.

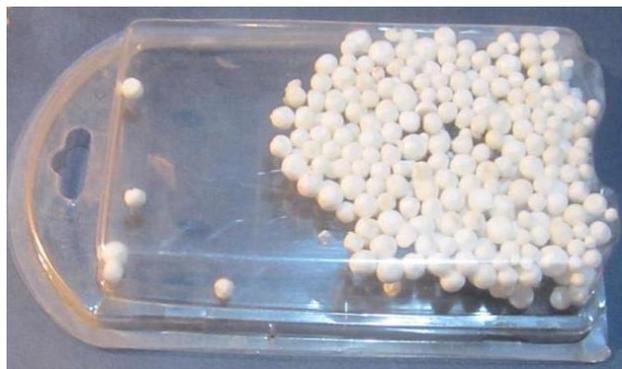


Рис. 2. Притяжение шариков пенопласта к натёртой стеночке.



Рис.3. А вот и отталкивание

Засыпанные в неё пенопластовые шарики легко и довольно быстро электризуются, достаточно несколько раз провести сухой ладонью по одной грани коробочки. А как только шарики прилипнут к этой плоской крышке изнутри, можно коснуться указательным пальцем той же ладони в середине этой грани, чтобы шарики разбежались от этого места.

Библиографический список

1. Льюэлли М. История физики», М, МИР, М., 1970.
2. Элементарный учебник физики. Под ред. акад. Г.С. Ландсберга. М., Наука. Т.2. 1967.
3. Эллиот Л., Уилкоккс У. Физика. М., Наука. 1967.
4. Купер Л. Физика для всех. В 2-х томах. Т.1. М., МИР. 1973.

ELECTROSTATICS IN EDUCATIONAL PROCESS

M.A.Starshov

Saratov State University

The logic of development of science of electricity and the meaning of key concepts in this section of physics in application to practice of school teaching and a higher education is reviewed. It may be considered as an invitation to the school physics teachers to discuss this topic.

Старшов М.А. Электростатика в учебном процессе (От веретена Фалеса до понятия электрического поля) // Вопросы прикладной физики. Вып.23. – Саратов, 2016. – С.17-20.

К СТОЛЕТИЮ НОБЕЛЕВСКОГО ЛАУРЕАТА

ПРОХОРОВ Александр Михайлович



Родившийся в Австралии, в семье русских революционеров, бежавших из ссылки в Сибири, Александр Прохоров попал на Родину в семилетнем возрасте. Рабфак, университет с прекрасными преподавателями, три года во фронтовой разведке, и после второго тяжёлого ранения вернулся к научной работе чуть ли не единственным из финансовцев-добровольцев. В 1946 году защитил кандидатскую диссертацию и получил за неё высокую награду, премию им. Л.И. Мандельштама. Исследования по молекулярной спектроскопии привели к созданию принципиально новых источников микроволнового, а вскоре и светового излу-

чения. Эти работы в 1964 г отмечены Нобелевской премией. Дальновидный учёный и прекрасный организатор, академик А.М. Прохоров был создателем и директором крупнейшего Института общей физики, многие годы работал главным редактором Большой Советской энциклопедии. Научные заслуги А.И. Прохорова отмечены многими государственными и научными наградами, включая Ленинскую премию, Большую золотую медаль имени М.В. Ломоносова и др. Его имя носит площадь в Гагаринском районе Москвы.



К ПРАКТИКЕ РЕАЛИЗАЦИИ ФГОС-3 ПО ФИЗИКЕ В ВУЗЕ

В.В. Машников, А.С. Шаповалов, Д.П. Скребцов

Саратовский государственный университет
кафедра компьютерной физики и метаматериалов*Машников Валерий Васильевич, к.ф.-м.н., доцент*
*Шаповалов Александр Степанович, д.ф.-м.н., профессор*Технологический институт «Технион», Израиль
Скребцов Даниил Петрович, студент

Обсуждается возможность реализации ГОС-3 по физике путём оптимизации программ лекционной части курса, ориентации индивидуальных заданий самостоятельной работы на наиболее важные проблемы современной физической науки, совершенствования методики семинарских занятий и самостоятельного планирования студентами эксперимента в физическом практикуме.

В статье [1] обсуждались некоторые направления совершенствования методик изучения вузовского курса физики с переходом на новые стандарты. За последние несколько лет получены новые результаты внедрения интегрального принципа формирования программы лекционной части курса, заданий самостоятельной работы и индивидуальных, экспериментальных заданий в физическом практикуме. Это позволяет вынести на обсуждение некоторые конкретные темы и разделы курса физики, применительно, в основном, к факультету компьютерных наук и информационных технологий (КНиИТ).

По ряду специальностей (направлений) произошло уменьшение числа часов, отводимых на изучение физики, что делает оптимизацию программ и методики её преподавания ещё более актуальной.

В самом начале курса физики даётся понятие физической системы (макроскопической, термодинамической), внутренние и внешние параметры, характеризующие её состояние и взаимодействие с другими системами. Введение наиболее общего понятия фазового пространства, характеристика его основных свойств (точка, линия, поверхность, объём), позволяет рассматривать как частный случай традиционное понятие системы отсчёта. Из анализа равновесного состояния макросистемы в том или ином фазовом пространстве можно получить законы сохранения

Решение физической задачи сводится к нахождению поведения системы в зависимости от внешних и внутренних параметров на основе известных законов физики, химии, статистики, теории вероятностей и т.д.

Математическая сторона задачи выражается в решении дифференциальных уравнений «движения» системы в фазовом пространстве с заданными начальными и граничными условиями.

Механика

Изменение положения тел в пространстве с течением времени относительно других тел – механическое движение.

Постановка задачи. Некоторое тело массой m движется относительно другого тела под действием силы. Описать характер движения и его параметры.

Алгоритм

1. Выбор физической системы: два тела, не взаимодействующие между собой, на тело m действует внешняя сила F .

2. Модель элементов системы: тела точечные, их размерами пренебрегаем по сравнению с перемещением. Масса первого тела m , второе – тело бесконечно малой массы.

3. Выбор фазового пространства: векторная система отсчёта, за начало принимаем второе тело и прямоугольная система координат с тем же началом.

4. Задачи динамики

Для свободной материальной точки задачами динамики являются следующие:

1) по известному закону движения точки, определить действующую на нее силу (первая задача динамики);

2) зная действующие на точку силы, определить закон движения точки (вторая, или основная, задача динамики).

В данном случае имеет место решение основной задачи динамики. Дифференциальное уравнение движения точки записываем, исходя из второго закона Ньютона:

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = \vec{F}(\vec{r}, t) \quad (1)$$

Проектируя обе части равенства (1) на оси x , y , z декартовой системы координат, получим

$$\begin{aligned} m \frac{d^2 x}{dt^2} &= \sum F_{kx} \\ m \frac{d^2 y}{dt^2} &= \sum F_{ky} \\ m \frac{d^2 z}{dt^2} &= \sum F_{kz} \end{aligned} \quad (2)$$

Это и будут искомые уравнения, т.е. дифференциальные уравнения движения точки в прямоугольных декартовых координатах. Так как

ОБРАЗОВАНИЕ: УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКИЕ РАЗРАБОТКИ

действующие на материальную точку силы могут зависеть от времени t , от координат x, y, z и от скоростей $v_x = \dot{x}, v_y = \dot{y}, v_z = \dot{z}$, то правая часть каждого из уравнений (2) может быть функцией всех этих переменных одновременно.

Иногда удобнее заменить каждое из уравнений (2) двумя уравнениями, содержащими первые производные типа:

$$m v_x \frac{dv_x}{dx} = \sum F_{kx} \frac{dx}{dt} = v_x \quad (3)$$

Это эквивалентно переходу в пространство скоростей (импульсов), где каждая точка имеет координаты $v_x, v_y, v_z, (p_x, p_y, p_z)$. Уравнение (3) примет вид:

$$p_x dp_x = m \sum F_{ix} dx \quad (4)$$

Решение дифференциальных уравнений (1) - (4) должно производиться при заданных начальных условиях.

Наибольший интерес студентов вызывают задачи, в которых возможен анализ результата с помощью ЭВМ.

Если действующая сила является функцией координаты, то её можно разложить в ряд Тейлора [2]:

$$F(x) = F(0) + xF'(0) + \frac{x^2}{2!} F''(0) + \dots \quad (5)$$

Подставляя (5) в (1) или (2) при различных значениях слагаемых в правой части, получаем весьма интересный не только с физической точки зрения набор решений, но полезный опыт решения дифференциальных уравнений различного типа.

Ниже приводятся наиболее востребованные из предлагавшихся студентам заданий самостоятельной работы.

ЗАДАЧИ

1. Движение в центральном симметричном силовом поле.

Центральным называют такое силовое поле, в котором потенциальная энергия частицы является функцией только расстояния r до определенной точки - центра поля: $U=U(r)$. Сила, действующая на частицу в таком поле, также зависит только от расстояния r и направлена в каждой точке пространства вдоль радиуса, проведенного в эту точку из центра поля. Задача о движении тела в центральном поле важна ещё и потому, что к ней сводится задача об относительном движении двух взаимодействующих друг с другом материальных точек - так называемая задача двух тел [3] Задача была взята тремя студентами. Наивысший балл - 15 - получила студентка группы 211 Петрунина И.Н.

2. Решение уравнения движения математического маятника.

Уравнение движения математического маятника длиной L и массой m записывается в угловых координатах φ как:

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \omega_0^2 \sin\varphi = 0 \quad (6)$$

$$\text{Здесь } \omega_0^2 = \frac{g}{L}$$

Уравнение (6) имеет точное решение через эллиптический интеграл первого рода [4].

Практический интерес представляют приближенные методы решения уравнения (6), такие как метод последовательных приближений, метод итераций (возмущений), методы аппроксимации синуса в виде рядов.

Задание 2.1. Найти в явном виде закон колебаний малой амплитуды маятника с начальными условиями:

$$t=0: \varphi(0)=\alpha, \varphi'(0)=\beta.$$

Здесь α - координата в начальный момент времени; β - скорость маятника в тот же момент. Классическая задача малых колебаний маятника с произвольными начальными условиями. Оценка 5 баллов.

Задание 2.2. Решение уравнения движения математического маятника. методом возмущений. Используется аппроксимация:

$$\sin\varphi = \varphi - \frac{\varphi^3}{3!}.$$

В начальный момент времени маятник в крайнем правом положении.

Задание взято шестью студентами. Наивысший балл-20 получили студенты 241 группы Бирюков Алексей и Антонов Сергей. Работа рекомендована к печати.

Задание 2.3. Решение уравнения движения математического маятника методом последовательных приближений.

Решение уравнения (6) в нулевом приближении ($\sin\varphi \approx \varphi$) подставляется в исходное уравнение и далее используются представления тригонометрических функций в виде:

$$\sin(a_1 \sin\omega_1 t) = 2J_1(a_1)\sin\omega_1 t + 2J_3(a_1)\sin 3\omega_1 t.$$

Здесь J_n - функция Бесселя первого рода порядка n .

Использовалось несколькими студентами в работах сравнения результатов расчёта периода колебаний маятника по различным методикам.

Задание 2.4. Маятник Галилея.

Предлагается найти решение задачи классического математического маятника (плоского) и конического (маятник Галилея). Показать, что формула для частоты колебаний $\omega_0^2 = \frac{g}{L}$ справедлива для маятника Галилея при любых амплитудах.

Задача предложена и выполнена студентками 211 группы Маляровой Марией и Нестеровой Алиной.

Задание 2.5. Сформулировать и решить уравнение движения математического маятника, точка подвеса которого совершает гармонические колебания с некоторой частотой.

Получено решение задачи, составлена программа расчета траектории движения маятника с видео трансляцией.

Задача предложена и выполнена студентами 251 группы Слепухиным В. и Аветисян С. Высший балл-25.

3. Задачи движения заряженных частиц в электромагнитных полях.

3.1. Движение в стационарном магнитном поле.

3.2. Движение в стационарном электрическом поле.

3.3. Движение заряженной частицы в поле электромагнитной волны

3.4. Движение в переменном электрическом и постоянном магнитном поле.

Данные задачи даны в разделе механика так как дифференциальные уравнения движение идентичны. Другая природа действующих сил не изменяет методов решения уравнений.

Исходное уравнение:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = e\{\vec{E} + [\vec{v}\vec{B}]\} \quad (7)$$

Заданием предусматривалось получение из (7) уравнения, соответствующего заданному (3.1-3.4) полю [2], приведение его к виду, удобному для программирования, задание начальных условий и выполнение расчётов. Графическая иллюстрация результатов повышает оценочный балл. Данная задача не пользовалась вниманием на младших курсах (физика во 2-ом семестре), но охотно выбиралась студентами в 3 и 4 семестре для получения дополнительных баллов.

Темы докладов, рефератов

1. Законы сохранения.

1.2 Особенности законов сохранения в неинерциальных системах.

1.3 Силы инерции и их проявления в движениях на Земле.

1.4 Инварианты теории относительности

1.5 Релятивистские законы сохранения.

2. Гравитационное поле.

2.1. Происхождение Вселенной. (Обзор современных концепций, компьютерные модели, тёмная материя).

2.2. Движение тел переменной массы.

Молекулярная и статистическая физика

По данному разделу физики решение задач в качестве самостоятельной работы не предлагалось.

Темы докладов, рефератов

1. Особенности явлений переноса в жидкостях. Жидкофазная эпитаксия.

2. Особенности функций распределения плотности вероятностей: биномиальное, Пуассона, Гаусса.

3. Энтропия.

3.1. Энтропия и энергия термодинамической системы.

3.2. Статистический смысл энтропии.

3.3. Энтропия и вероятность.

3.4. Информационный смысл энтропии.

Последние темы (п.3) пользуются особой популярностью у студентов, может быть, благодаря К.Шеннону, который в 1948 году впервые связал понятия энтропии и информации. По Шеннону взаимосвязь энтропии и информации выражаются суммой двух функций в формуле:

$$H + Y = 1, \text{ где } H - \text{энтропия, } Y - \text{информация.}$$

Л. Больцман (1872г.) методами статистической физики вывел теоретическое выражение энтропии $S = k \ln W$, где k – константа; W – термодинамическая вероятность. Объединение этих двух идей до сих пор удивляет учёный мир, расширяя область их применения.

Практическая часть курса физики

1. Семинарские занятия

Активизация практических занятий актуальна для факультетов, где в программе физики предусмотрены семинары по решению задач.

Представляются наиболее эффективными следующие шаги совершенствования образовательного процесса практической части курса физики, его содержания и технологий реализации.

1.1. Четкое разбиение изучаемой практической части физики на тематические разделы, в которых должно быть определено;

- цели и задачи (что должен *знать и уметь* в результате);
- минимальное число решённых студентом задач;
- порядок отчётности за пропуски семинаров;
- виды контроля выполнения целей раздела (итоговая контрольная работа, индивидуальное собеседование и пр.);
- введение однозначных показателей и критериев оценивания.

1.2. Технология реализации

Анализ проведения семинаров по решению задач на физическом факультете СГУ позволил выделить, как наиболее отвечающим современным требованиям, следующую технологию реализации:

- краткая теория (рабочие формулы), номера по «Сборнику задач» или тексты авторских задач предстоящего семинара доводятся до студентов заблаговременно (электронной почтой или другим способом);
- рассылка должна содержать также алгоритм решения типовых задач данного тематического блока, пример решения.

Решение группой (студентом) всех предусмотренных планом задач рассматривается как выполнения цели и домашнее задание не начисляется. Каждый студент поощряется установленным баллом. Студент, набравший 30 баллов за семестр, освобождается от итоговой семестровой контрольной работы и получает оценку «зачтено» или допуск к сдаче теоретического экзамена. Дополнительные баллы, до 20 за семестр, начисляются студенту за дополнительную самостоятельную работу по заданию преподавателя.

ОБРАЗОВАНИЕ: УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКИЕ РАЗРАБОТКИ

Такая технология полностью соответствует формированию начального уровня компетенций: *способность использовать базовые теоретические знания для решения практических, профессиональных задач.*

2. Дополнительные задания для лабораторных занятий

Система проведения работ студентами в практикумах предусматривает предварительный отчет по теории задачи и затем отчёт по эксперименту.

Здесь наибольший интерес представляют задачи по индивидуальным заданиям преподавателя.

Задание №1. Составить план исследования, включая разработку математической модели (вывод теоретических соотношений для исследуемых параметров системы), а также определить набор необходимых инструментов и приборов для решения экспериментальных задач с помощью маятника Обербека.

1. Проверка уравнения моментов.
2. Определение момента инерции системы.
3. Определение момента инерции цилиндров, относительно оси, перпендикулярной к образующей и проходящей через центр масс цилиндра.
4. Определение графическим путём момента силы трения покоя.
5. Проверки закона сохранения энергии.

Это задание можно разбить на несколько самостоятельных исследований.

Задание №2.

Полагая, что скорость звука в воздухе при 20°C равна 343 м/с, определить полосы частот, в которых ошибка экспериментального измерения скорости не превышает 5%. Провести измерения в диапазоне частот от 250 до 3000 Гц, по первому, второму и третьему минимуму.

Задание №3. Эксперимент задания 2 провести методом стоячей волны.

Задание №4.

1. Обосновать возможность теоретического расчёта коэффициента D

(раскручивающий момент на единицу угла кручения) в крутильном маятнике по известному (измеренному) периоду колебаний и моменту инерции системы.

2. Составить план экспериментального измерения искомого коэффициента.

3. Оценить погрешность метода.

Задание №5.

1. Сравнить экспериментальную кривую распределения вероятностей в механической модели Гальтона с теоретической кривой закона Гаусса, полученной:

- дисперсия рассчитана по средним значениям вероятностей попадания в каждую ячейку (3-4 опыта);

- дисперсия рассчитана как среднее дисперсий в каждом опыте.

2. Составить программу расчёта кривых. Оценить погрешности сравнения, дать рекомендации.

Темы рефератов

Для факультета КНиИТ при изучении раздела программы «Физические основы работы базовых элементов ЭВМ».

Для физического факультета при изучении общего курса физики и спецкурса «Физические основы работы электронных и квантовых приборов»

1. Современные проблемы нанотехнологий.
 - 1.1. Что понимается под нанотехнологиями?
 - 1.2. Необычное в нанотехнологиях.
 - 1.3. Наномедицина. Наука и производство.
 - 1.4. Экологические проблемы нанотехнологий.
2. Нанoeлектроника. Направления развития.
3. Обзор нанoeлектроники. Новые материалы, контроль поверхности кристаллов, лазеры на сверхрешётках.
4. Волоконная оптика. Новые технологии и материалы.
5. Интерференция и дифракция света. Голография, голографическая запись информации.
6. Транзисторы и элементы памяти. Новые технологии.
7. Молекулярные интегральные микросхемы. Явления и устройства спинтроники.
8. Молекулярные компьютеры.
9. Понятия о квантовых элементах компьютерных систем.
10. Квантовая электроника. История развития, основные достижения.
- 11 ДНК компьютеры. История развития, перспективы.

Немного статистики

1. Популярность тем рефератов и докладов (из 10 баллов)

- Нанотехнологии, нанoeлектроника для ЭВМ, новейшие материалы - 10.
- ДНК-технологии, ДНК-компьютеры - 9.
- Молекулярные элементы электронных устройств, молекулярные компьютеры - 8.
- Квантовая электроника, квантовые компьютеры - 6.
- Оптоэлектроника, голографическая запись информации - 5.

2. Активность студентов

Для получения максимального балла необходимо решить не менее одной задачи и написать (доложить) реферат за семестр.

В 2014/2015 учебном году в группах 151, 211, 241 факультета КНиИТ, обучалось 59 студентов. Принимали активное участие в выполнении заданий самостоятельной работы и получили максимальные баллы 31 студент. В следующем семестре из 56-ти студентов максимальный балл получили 33 студента тех же групп.

В 2015/2016 учебном в двух группах 151 и 111 из 34 студентов выполнили задания самостоятельной работы на максимальный балл - 16.

В 2014/2015 учебном году студенты физического факультета групп 431,432, в количестве 13 человек, слушавшие по выбору курс «Физические основы работы электронных и квантовых приборов», приняли участие в подготовке докладов из предложенного выше списка и выступили в группе - 12!

Просматривается тенденция роста числа участников и качества работ (выбор тем по новейшим, перспективным научно-техническим направлениям) у студентов старших курсов практически всех специальностей.

3.Зарубежный опыт

В качестве примера выбран Израильский технологический институт «Технион», не только как учебное заведение, входящее в число 25-и лучших инженерных школ в мире и в течение нескольких лет входившее в ТОП 100 лучших мировых университетов, но и как один из иностранных вузов, принимающих участие в создании в России центра инновационных технических знаний, учебного заведения международного уровня на базе Ульяновского наноцентра [5].

Система обучения в «Технионе» с первых же шагов предполагает определённую самостоятельность (инициативу) и ответственность со стороны студента. Несмотря на то, что факультеты рекомендуют первокурсникам стандартные учебные «схемы», которые помогают поначалу определиться с программой обучения, система оставляет достаточно свободы в виде необязательных курсов.

Каждый студент может самостоятельно выстраивать свою программу обучения (на каждый семестр) и записываться на предметы самостоятельно с соблюдением определённых правил.

- Перед началом каждого семестра и в течение первой недели семестра есть несколько периодов, в течение которого у студента открыта запись через интернет. Раньше всего запись открывается у студентов, близких к завершению степени, позже всего у первокурсников. Это связано с тем, что старшекурсники по большей части изучили обязательные курсы, и теперь ищут интересные для себя курсы (чаще всего по рекомендации будущего работодателя). Студент-старшекурсник мог бы надолго застрять в университете просто потому, что ему не хватает

места в учебной группе из необязательных предметов, если бы не было такого разделения по времени записи. Существуют обязательные (в зависимости от факультета и выбранной специальности) предметы и необязательные. Чтобы получить диплом (по выбранной специальности), требуется сдать все обязательные предметы. В число необязательных предметов (помимо спортивных и гуманитарных дисциплин) могут войти предметы других факультетов. На любом курсе количество мест ограничено. В случае, если мест не осталось, запись закрывается. В случае, если курс для студента обязательный, он вписывается туда вне зависимости от количества свободных мест.

- Каждый предмет имеет некоторый вес (в «единицах») и оценку по 100-балльной шкале. Например, «первый мат.анализ» (оригинальное название: «Дифференциально-интегральное исчисление 1») весит 3 единицы, языковые предметы (английский, иврит, китайский и т.д.) весят по 2 единицы, лабораторные работы по химии – пол единицы и т.д. Чтобы предмет был зачтен в единицах, требуется набрать проходной балл по нему (как правило, более 55 баллов из 100).

- Чтобы получить диплом, требуется закончить предметы на некоторую сумму «единиц» (включая обязательные и предметы по выбору). Например, чтобы получить диплом инженера-машиностроителя, требуется закончить предметы с общей суммой в 158 единиц.

- Диплом выпускника содержит в качестве основных характеристик - перечень изученных предметов и среднюю оценку, рассчитываемую в соответствии с весом каждого предмета.

- Запись почти на все предметы (за исключением начальных) предъявляет определённые требования к соискателю, например, чтобы попасть на предмет «Течение жидкостей и газов» (гидродинамика) требуется сдать Термодинамику и Методы мат.физики. По той же логике, чтобы быть зачисленным на предмет «Второй мат.анализ» следует иметь оценку по «первому». Запрещено без особого разрешения брать в один семестр предметов более, чем на 22 единицы.

- В стенах «Техниона» степень бакалавра должна быть закончена в течение 10 лет (20 семестров + 10 летних семестров). В случае неудачи студент может быть переведён в другой ВУЗ.

Таким образом, система обучения в Технионе подразумевает наличие у студента заинтересованности в получении образования.

Библиографический список

1. Аветисян С.Ю, Машников В.В, Слепухин В.Д, Шаповалов А.С. //Вопросы прикладной физики. Вып.21, 2014
2. Матвеев А.Н. Механика и теория относительности. М. «Высшая школа»,1976.
3. Сивухин Д.В. Общий курс физики, Т. I., Механика, М.,1974.
4. Киттель Ч. и др. Курс физики, (БК), том I, Механика, Наука, М.,1971.
5. <http://ullica.ru/2016/04/05/59707/>

**THE PRACTICE OF IMPLEMENTATION OF EDUCATIONAL STANDARDS IN PHYSICS AT
THE UNIVERSITY**

V.V. Mashnikov, A.S. Shapovalov, D.P. Skrebcev

Saratov State University

The paper concerns the possibility of implementing the state educational standards in physics by optimization of the programs of the lecture part of the course, orientation of the individual tasks for independent work on the most important problems of modern physical science, the improvement of methods of teaching and independent planning by the students the experiments in the physics lab.

Машников В.В., Шаповалов А.С., Скребцов Д.П. К практике реализации ФГОС-3 по физике в вузе.
// Вопросы прикладной физики. Вып. 23. – Саратов, 2016. – С.21-26.



СТАТИСТИЧЕСКАЯ КОРРЕКЦИЯ ВЫВОДА ЗАКОНА ДЖОУЛЯ-ЛЕНЦА

А.С. Шаповалов, В.В. Машников, С.А. Шаповалов

Саратовский государственный университет

Кафедра компьютерной физики и метаматериалов

Шаповалов Александр Степанович, д.ф.м.-н., профессор

Машников Валерий Васильевич, к.ф.-м.н., доцент

Саратовское электроагрегатное производственное объединение

Шаповалов Степан Александрович, инженер

Приводится статистически корректный вывод закона Джоуля-Ленца, основанный на использовании классической электронной теории проводимости металлов.

Одной из важных задач, стоящих перед курсом общей физики, является освоение, развитие и закрепление на практике методов проведения статистических расчётов характеристик физических процессов [1]. В связи с этим в работе [2] приведён статистически корректный вывод закона Ома, основанный на электронной теории проводимости металлов, созданной Друде и усовершенствованной Лоренцем [3,4]. Указанный вывод позволяет получить статистически корректное выражение для удельной электропроводности металлов. Естественно, что для расширения практики статистических расчётов целесообразно провести аналогичную коррекцию и вывода закона Джоуля-Ленца. Данная работа иллюстрирует эту процедуру.

Как и в [2], учтём случайный характер времени свободного пробега электронов между двумя последовательными столкновениями с узлами кристаллической решётки. Последовательность актов столкновений электронов будем считать Пуассоновским потоком событий. Функции, описывающие зависимость от времени скорости дрейфа и кинетической энергии, связанной с направленным дрейфом электронов под действием электрического поля, будем полагать эргодическими, а время свободного пробега – распределённым по экспоненциальному закону. В этом случае результаты, получаемые усреднением по времени совпадают с данными статистического усреднения [5].

При первом способе корректировки [2], заключающемся в статистическом усреднении соответствующих величин, будем исходить из известного соотношения [4] для абсолютной величины мощности dP , сообщаемой электрическим полем отдельному электрону в процессе его ускорения и идущей на увеличение его кинетической энергии,

$$dP = eEu(t - t_k),$$

где e – абсолютная величина заряда электрона, E – напряжённость электрического поля (считается постоянной), $u(t - t_k)$ – мгновенная скорость дрейфа электрона в момент времени t , t_k – время последнего столкновения. Вследствие столкновений электронов с узлами кристаллической решетки указанная энергия передаётся кристаллической решётке и идёт на увеличение внутренней энергии металла, то есть его нагревание. Если концентрация свободных электро-

нов равна n , то количество тепла, выделяемого в единицу времени в единичном объёме проводника, то есть удельная тепловая мощность тока w , составит

$$w = eE \sum_{k=1}^n u(t - t_k). \quad (1)$$

Строго говоря, величина w носит случайный характер, так как случайны входящие в (1) интервалы времени $t - t_k$ между моментом наблюдения и моментами последнего столкновения. Однако можно показать, что при $n \gg 1$ величина w практически является постоянной. Действительно, умножая и деля правую часть выражения (1) на n и учитывая, что $n \gg 1$, приходим к выводу, что удельная тепловая мощность тока фактически определяется статистическим математическим ожиданием $M\{u(t - t_k)\}$ скорости дрейфа, которая при стационарном случайном процессе неизменна

$$w = neE \left[\frac{1}{n} \sum_{k=1}^n u(t - t_k) \right] = neEM\{u(t - t_k)\}. \quad (2)$$

Расчёт математического ожидания $M\{u(t - t_k)\}$ уже обсуждался в работе [2]. Мгновенное значение скорости дрейфа $u(t - t_k)$ в момент времени t определяется интервалом времени $t - t_k$, прошедшим после последнего столкновения электрона с узлом кристаллической решётки

$$u(t - t_k) = \frac{eE}{m}(t - t_k), \quad (3)$$

где m – масса электрона. Подстановка выражения (3) в (2) даёт

$$w = \frac{ne^2 E^2}{m} M\{t - t_k\}. \quad (4)$$

Таким образом, вычисление удельной тепловой мощности тока сводится к нахождению математического ожидания интервала времени, прошедшего после последнего столкновения электрона $M\{t - t_k\}$.

Поскольку последовательность актов столкновений электронов с узлами кристаллической решётки считается Пуассоновским процессом

плотности распределения вероятности интервала времени $t - t_k$, прошедшего после последнего столкновения, и интервала времени τ между двумя последовательными столкновениями совпадают и описываются экспоненциальным законом [2,5]. Поэтому математическое ожидание $M\{t - t_k\}$ совпадает со средним временем τ_0 свободного пробега электронов между двумя последовательными актами столкновений [2,5]. Следовательно, выражение для удельной тепловой мощности тока можно записать так:

$$w = \frac{ne^2 \tau_0}{m} E^2. \tag{5}$$

В рамках приближения Друде [3] распределение тепловых скоростей электронов не учитывается, и они принимаются равными среднему значению \bar{v} . В связи с тем, что скорость направленного дрейфа электронов значительно меньше средней скорости их теплового движения \bar{v} [2,3], среднее время свободного пробега электронов без заметной погрешности можно принять равным отношению λ/\bar{v} , где λ – средняя длина свободного пробега электрона. Замена величины τ_0 в выражении (5) отношением λ/\bar{v} приводит к статистически корректным (в рамках указанного приближения) выражениям для удельной тепловой мощности тока и удельной электропроводности γ проводника

$$w = \gamma E^2, \tag{6}$$

$$\gamma = \frac{ne^2 \lambda}{m \bar{v}}. \tag{7}$$

Отметим, что в отличие от соотношения для γ , полученного Друде, в знаменателе правой части выражения (7) отсутствует коэффициент 2, что является результатом учёта случайного характера времени свободного пробега электронов. Если удельную электропроводность γ в выражении (6) представить как $1/\rho$, где ρ – удельное сопротивление проводника, а напряжённость электрического поля E на основе закона Ома записать через плотность тока j , то оно примет вид закона Джоуля - Ленца в дифференциальной форме

$$w = \rho j^2. \tag{8}$$

К аналогичным результатам статистической коррекции вывода закона Джоуля - Ленца можно прийти и другим способом, который исходит из временного усреднения физических параметров. Для этого выражение для временного среднего значения удельной тепловой мощности w представим в виде предела отношения кинетической энергии, получаемой электроном от электрического поля за достаточно большой промежуток времени T , к величине этого промежутка при условии, что $T \rightarrow \infty$. Предположим, что за время T электрон

претерпевает N столкновений с узлами кристаллической решётки. Согласно (3) за время свободного пробега электрона τ_k после k -го столкновения его скорость дрейфа возрастает до величины $eE\tau_k/m$. При $T \rightarrow \infty$ число столкновений N также стремится к бесконечности. Следовательно, величину w можно представить так:

$$w = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{\frac{1}{N} n \frac{e^2 E^2}{2m^2} \sum_{k=1}^{k=N} \tau_k^2}{\frac{1}{N} \sum_{k=1}^{k=N} \tau_k} = \frac{ne^2 E^2}{2m^2} \frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle}, \tag{9}$$

где $\langle \tau \rangle$ и $\langle \tau^2 \rangle$ - временные математические ожидания соответственно интервала и квадрата интервала времени свободного пробега электрона между двумя последовательными актами столкновений с узлами кристаллической решётки. Для эргодического процесса временные и статистические средние значения величин совпадают: $\langle \tau \rangle = M\{\tau\} = \tau_0$ и $\langle \tau^2 \rangle = M\{\tau^2\}$. Для Пуассоновского процесса плотность распределения $f(\tau)$ интервала времени τ между двумя последовательными событиями описывается экспоненциальным законом

$$f(\tau) = \begin{cases} \frac{1}{\tau_0} \exp\left\{-\frac{\tau}{\tau_0}\right\} & \text{при } \tau \geq 0 \\ 0 & \text{при } \tau < 0 \end{cases}.$$

В этом случае нетрудно показать [2], что $M\{\tau^2\} = 2\tau_0^2$. Подстановка в (9) приведённых результатов расчёта $\langle \tau \rangle = M\{\tau\} = \tau_0$ и $\langle \tau^2 \rangle = M\{\tau^2\} = 2\tau_0^2$ приводит к соотношению (5), из которого следуют полученные выше выражения (6),(7),(8). Таким образом, оба подхода приводят к одним и тем же результатам.

В заключение отметим, что на конечных этапах проведённых расчётов проводится усреднение тех же самых физических величин, что и в работе [2]. То есть с математической точки зрения операции статистической корректировки законов Ома и Джоуля-Ленца характеризуются одинаковым уровнем сложности. Это обстоятельство необходимо учитывать при выборе задач для их решения на аудиторных практических занятиях и для самостоятельной работы учащихся. Кроме того, как и в [2], подчеркнём, что проведённая коррекция результатов не касается принципиальных затруднений классической электронной теории, а является их статистическим уточнением в рамках этой теории. Устранение принципиальных затруднений теории возможно лишь на основе квантовомеханического подхода.

Библиографический список

1. Шаповалов А.С. Вероятностные расчёты в физике. Саратов.: Изд-во «Саратовский источник», 2015. 72 с.
2. Шаповалов А.С., Машников В.В., Шаповалов С.А.. О статистическом выводе закона Ома. // Вопросы прикладной физики. Саратов, 2015. Вып. 22. С. 21-22.
3. Савельев И.В. Курс общей физики. Т. 2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика. СПб.; М.; Краснодар, 2007.
4. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т. III. Электричество. М. 2009.
5. Вентцель Е.С. Теория вероятностей. М. 1964.

**STATISTICAL CORRECTION OF CALCULATION
OF THE LAW OF JOULE – LENTZ**

¹A.S. Shapovalov, ¹V.V. Mashnicov, ²S.A. Shapovalov

¹Saratov State University

²Saratov Electric Aggregate Production Firm

A statistically valid calculation of the law of Joule – Lentz, based on the use of classic electronic theory of conductivity of metal is presented.

Шаповалов А.С., Машников В.В., Шаповалов С.А. Статистическая коррекция вывода закона Джоуля-Ленца. // Вопросы прикладной физики. Вып. 23. – Саратов, 2016.– С.27-29



О КУРСЕ ЛЕКЦИЙ ПО СТРУКТУРНОЙ МЕХАНИКЕ НАНОМАТЕРИАЛОВ

О.Е. Глухова, В.В. Шунаев, М.М. Слепченков

Саратовский государственный университет,
кафедра радиотехники и электродинамики*Глухова Ольга Евгеньевна*, д.ф.-м.н., заведующий кафедрой,*Шунаев Владислав Викторович*, к.ф.-м.н., ассистент*Слепченков Михаил Михайлович*, к.ф.-м.н., доцент,

Представлены рекомендации по прочтению курса лекции по структурной механике наноматериалов для студентов, обучающихся по направлению подготовки 11.03.03 «Конструирование и технология электронных средств», профилю «Компьютерное моделирование и проектирование электронных средств».

Развитие современной науки и техники невозможно представить без нанотехнологий. Именно с использованием наноструктур связано дальнейшее научное и прикладное развитие таких областей, как наноэлектроника, оптика, машино- и авиастроение [1, 2]. Будущие инженеры и технологи, работающие в этих производственных областях, должны обеспечивать безотказное функционирование наномеханических систем и их элементов. Для этого специалистам необходимо знать основные критерии устойчивости и прочности наноструктур, уметь проводить динамический и прочностной анализ элементов наномеханических систем. В связи с этим в рабочие учебные планы естественнонаучных направлений подготовки в целом ряде вузов России вводится дисциплина "Структурная механика наноматериалов". Так, в СГУ курс лекций по структурной механике наноматериалов читается бакалаврам направления подготовки 11.03.03 "Конструирование и технология электронных средств" в пятом семестре третьего курса. В той или иной форме этот курс лекций читается также в Самарском государственном техническом университете, Санкт-Петербургском государственном университете, Московском авиационном институте и т.д. В данной работе изложены авторские наблюдения, сделанные в период прочтения курса лекций по структурной механике наноматериалов студентам физического факультета, на основе которых составлен список рекомендаций, которые могут быть востребованы лекторами данного курса.

Первые несколько лекций по курсу "Структурная механика наноматериалов" рекомендуется сделать вводными, придав им ознакомительный характер. В рамках этих лекций необходимо объяснить студентам, что является целями и задачами курса, объектом и предметом его исследования, дать базовую терминологию, используемую специалистами, работающими в данной области.

Поскольку знакомство с базовыми понятиями механики упругих тел, в частности, такими, как "деформация", "упругие напряжения", "растяжение", "сжатие", "модуль Юнга" происходит на первом курсе обучения в рамках освоения дисциплины «Общий курс физики. Механика», на вводной лекции по курсу «Структурная механика наноматериалов» следует уделить особое внимание трактовки этих терминов применительно к наноструктурам. Для лучшего усвоения материала можно выбрать конкретного представителя класса наноструктур и на его примере проиллюстрировать физический смысл того или иного понятия. В качестве такого примера рекомендуется рассмотреть представителей семейства углеродных наноструктур – графена и его производных, углеродных нанотрубок, фуллеренов, с которыми связывают перспективы современного развития материаловедения. В процессе раскрытия физического смысла базовых терминов механики наноструктур следует продемонстрировать студентам как атомистическую модель рассматриваемого в качестве примера углеродного нанообъекта, так и его снимки атомно-силовой микроскопии или сканирующей туннельной микроскопии. Благодаря этому у студентов с самого начала освоения дисциплины сложатся правильные представления об объектах изучения – не как о гипотетических структурах, а как о реально существующих материалах, готовых к практическому применению.

После введения студентов в предмет и задачи курса, формирования у них начальных представлений об объектах исследования, необходимо познакомить их с основными теоретическими и экспериментальными методами и подходами, используемыми в настоящее время для изучения механических свойств наноструктур. Описанию этих подходов можно посвятить следующие лекции курса. В ходе изложения материала логично провести четкую градацию этих

методов по их функциональным возможностям и особенностям реализации. Рекомендуется рассмотреть наиболее часто встречающиеся в специализированной литературе экспериментальные методы, методы математического моделирования, а также методы механики сплошных сред. Характеристика каждого из применяющихся методов и подходов должна подразумевать описание их теоретических основ, анализ достоинств и недостатков, а также указание границ применимости. В процессе освоения данного раздела курса у студентов должны сформироваться представления, в том числе, и об эволюционном развитии методов исследования механических свойств наноструктур.

Знакомство студентов с подходами математического моделирования рекомендуется начать с описания метода молекулярной динамики. Этот метод является достаточно простым с математической и физической точек зрения и базируется на уже знакомых студентам уравнениях Ньютона. Знания методов численного интегрирования, приобретенные студентами в ходе освоения дисциплины «Численные методы и пакеты компьютерного моделирования» на 1 курсе, также смогут послужить опорой при изложении материала этого раздела. Среди основных вопросов, подлежащих рассмотрению на лекциях, следует выделить, прежде всего, способы поддержания температуры и давления в системе с помощью специальных алгоритмов – термостатов и баростатов, а также численную оценку энергетики структуры в процессе ее формирования. Говоря о методах расчета полной энергии наноструктур, следует уделить внимание методу атом-атомных (парных) потенциалов, а также методам порядка связей (REBO, AIREBO). Изучая физико-математические основы этих методов, студенты приобретут знания о том, какое влияние на энергетику наноструктуры оказывает длина химических связей между атомами, величина валентных и торсионных углов. Одним из центральных вопросов при изложении этого раздела курса является описание ван-дер-ваальсова взаимодействия атомов наноструктуры. Объяснять, как работает тот или иной метод компьютерного моделирования, лучше на конкретном примере углеродного нанобъекта с указанием того, какая из областей его атомной сетки является сферой действия каждого из потенциалов, входящих в

выражение функционала полной энергии. Интересным представляется рассмотреть методикой расчета распределения локальных напряжений атомной сетки наноструктур, основанную на эмпирическом подходе в расчете энергии одного атома. При разработке лекций по данному тематическому разделу курса рекомендуется пользоваться материалами работ [3-7].

Лекцию, посвященную экспериментальным методам определения механических характеристик наноструктурированных материалов, лучше всего начать с формулировки закона Холла-Петча, устанавливающего влияние размерного эффекта на механические свойства нанобъектов. Основной акцент при изложении методов экспериментальной оценки механических характеристик наноструктур следует сделать на методы сканирующей зондовой микроскопии, являющиеся наиболее информативными. В частности, необходимо дать характеристику методам атомно-силовой и сканирующей туннельной микроскопий. В рамках изучения атомно-силовой микроскопии можно более подробно рассказать о методе наноиндентирования и привести примеры наноиндентирования низкоразмерных материалов, в частности графена. В конце изучения данного раздела студенты должны четко понимать и уметь разграничивать сферу применения того или иного микроскопа, а также анализировать полученные с их помощью результаты. Важным навыком, приобретенным студентами в ходе освоения данного раздела курса станет решение задач по расчету динамических характеристик зондового датчика в контактном и бесконтактном режиме [8]. При решении задач такого типа нужно опираться на приобретенные ранее студентами знания теории дифференциальных уравнений.

Лекцию, посвященную методам оценки механических характеристик наноматериалов с помощью подходов механики сплошных сред, следует начать с введения некоторых базовых понятий механики сплошных сред, а затем перейти к описанию центрального метода этой группы - метода конечно-элементного моделирования. Важно сформулировать условия, при которых наноструктурированные объекты можно описывать с помощью метода конечных элементов, привести конкретные примеры.

Заканчивая блок лекций, посвященных методам исследования механических свойств низкораз-

мерных объектов, следует провести краткий обзор современных пакетов прикладных программ, позволяющих проводить численную оценку механических характеристик исследуемых структур. Большое подспорье в решении данного вопроса может оказать компьютерный лабораторный практикум, предусмотренный учебным планом подготовки бакалавров направления 11.03.03 «Конструирование и технология электронных средств» по данному курсу. В рамках лабораторного практикума студентам предлагается ознакомиться с работой программного пакета KVAZAR [9] и выполнить ряд лабораторных работ, связанных с расчетом модуля Юнга графеновых нанолент при одноосном сжатии и растяжении, критического напряжения и предельной силы на разрыв графеновой наночастицы, а также моделированию динамики растяжения колонного графена [10, 11] с помощью подходов молекулярно-динамического моделирования. В качестве дополнительного

задания можно предложить студентам сравнить результаты расчеты механических характеристик исследуемых углеродных структур с результатами расчета этих же характеристик, но полученными с помощью подходов конечно-элементного моделирования. Для этих целей может быть использован пакет конечно-элементного моделирования ANSYS.

Закончить цикл лекций по курсу «Структурная механика наноматериалов» предлагается обзором современных результатов теоретического и экспериментального исследований механических свойств углеродных наноматериалов, опубликованных в ведущих отечественных и зарубежных изданиях за последние 5 лет. В качестве задания для самостоятельной работы студентам предлагается также принять участие в составлении обзора и выступить на одной из лекций с краткой презентацией, содержащей разбор одной из статей по данной теме.

Библиографический список

1. Титов А. // Наноиндустрия. 2015. № 5 (59). С. 48-55.
2. Logothetidis S. Nanostructured Materials and Their Applications – Springer, Berlin: 2012. 220 p.
3. Глухова О.Е., Шунаев В.В. // Нано- и микросистемная техника. 2012. № 7. С. 25 – 29.
4. Глухова О.Е., Колесникова А.С., Слепченков М.М., Шмыгин Д.С. Атомная структура энергетически устойчивых композитов углеродные нанотрубки/графен // Физика твердого тела. 2015. № 57(5). С. 994-998.
5. Книжник А.А., Минкин А.С., Потапкин Б.В. // Ядерная физика и инжиниринг. 2015. № 6 (1-2). С. 103.
6. Рысаева Л.Х., Баймова Ю.А. // Фундаментальные проблемы современного материаловедения. 2015. № 12 (1). С. 68-71.
7. Баймова Ю.А., Мурзаев Р.Т., Дмитриев С.В. // Физика твердого тела. 2014. № 56 (10). С. 1946-1952.
8. Тимофеев В.Н., Погалов А.И., Угольников С.В., Дегтярев А.А. Учебное пособие по дисциплине «Введение в механику наноразмерных объектов» М.: МИЭТ, 2011. - 244 с.
9. <http://www.nanokvazar.ru>
10. Глухова О.Е., Савостьянов Г.В. Вычислительный практикум по моделированию наноструктур в программном комплексе Kvazar [Электронный ресурс]: учебно-методическое пособие для студентов по направлениям подготовки "Радиофизика" и "Конструирование и технология электронных средств" / - Саратов : [б. н.], 2015. - 44 с.
11. Глухова О.Е., Салий И.Н., Терентьев О.А. Вычислительный практикум по курсу "Молекулярная электроника и наноустройства": учеб. пособие для студентов, обучающихся по специальности "радиофизика и электроника" и направления "Радиофизика" // Саратов. гос. ун-т им. Н.Г. Чернышевского. – Ч. 1: Эмпирический подход. – Саратов, 2010. - 37 с.

ABOUT THE COURSE OF LECTURES ON STRUCTURAL MECHANICS OF NANOMATERIALS

O.E. Glukhova, V.V. Shunaev, M.M. Slepchenkov

Saratov State University

We present recommendations for reading the lectures on the structural mechanics of nanomaterials for students enrolled in training in specialty 11.03.03 "Design and technology of electronic equipment", profile "Computer simulation and design of electronic equipment".

Глухова О.Е., Шунаев В.В., Слепченков М.М. О курсе лекций по структурной механике наноматериалов. // Вопросы прикладной физики. Вып. 23. – Саратов, 2016.– С.30-32.

**КОМПЬЮТЕР КАК ИНСТРУМЕНТ ПРОГРАММИРОВАННОГО МЕТОДА
ОБУЧЕНИЯ АНГЛИЙСКОМУ ЯЗЫКУ**

И.А. Шаповалова

МОУ «Гимназия № 31» Кировского района г. Саратова

Шаповалова Ирина Александровна, учитель английского языка
высшей категории

Обсуждается использование компьютера при обучении английскому языку. В статье представлены основные задачи компьютерного обучения и принципы классификации обучающих программ.

В конце 20 века произошло стремительное вхождение компьютеров в процесс обучения английскому языку, и таким образом, начался новый этап в решении самой главной задачи в обучении английскому языку – коммуникативной функции. В основе компьютерного обучения лежит программный метод, суть которого состоит в том, что обучение ведёт не учитель, а обучающие программы.

Компьютер как средство обучения обладает способностью «давать ответ» на действия учеников и преподавателя, «вступать» с ним в диалог, что является главной особенностью программированного метода обучения с использованием компьютера.

Конечно, нельзя считать, что компьютер решит все проблемы в обучении, его ещё нужно «научить» педагогическому искусству, а это, исходя из попыток, предпринимаемых в последние годы, совсем не просто [1].

Нельзя не отметить, что компьютер как средство обучения является одним из составляющих компонентов дидактической системы наряду с другими звеньями: целями, содержанием, методами, деятельностью обучаемого и обучающего. Все эти звенья взаимосвязаны и если что-то меняется в одном звене, следовательно, будут изменения и в других звеньях.

Компьютерная перестройка - это начало системной перестройки всей системы обучения. Также компьютерное обучение вмещает в себе большой мотивационный материал, а мотивация, как известно, имеет огромное значение в обучении иностранным языкам.

Основными задачами компьютерного обучения являются:

- выдавать столько информации, сколько студент может усвоить,
- формирование умений работать с информацией,
- развитие коммуникативных способностей,
- формирование исследовательских умений,
- формирование умений принимать решения,
- подготовка личности «информационного общества».

Кроме этого, существуют и концептуальные особенности применения компьютерного обучения:

- принцип адаптивности: компьютер может приспособиться к индивидуальным особенностям каждого студента;
- управляемость: в любой момент возможна коррекция преподавателем процесса обучения;

- поддержание у студента психологической комфортности при работе с компьютером;

- взаимодействие студента с компьютером может происходить по всем типам: субъект-субъект, субъект-объект, объект-субъект.

При внедрении компьютера в процесс обучения появляется возможность организовать диалог с каждым студентом, изучать материал в индивидуальном темпе, эффективно организовать контроль.

Компьютер гарантирует конфиденциальность [2]. Студент знает, какие ошибки он делает, у него нет страха, что кто-то узнает о его ошибках, и он получит неудовлетворительную оценку. Большое преимущество компьютера в том, что он сразу же реагирует на введённую информацию, т.е. он обеспечивает большую степень интерактивности обучения, чем работа в аудитории или лингафонном кабинете. Это обеспечивается постоянной и прямой реакцией на ответы студентов в ходе выполнения заданий. И так как студенты сами определяют темп работы, компьютерное обучение как нельзя лучше соответствует принципу индивидуального обучения.

Каждый преподаватель придаёт большое значение практике говорения. Программы, включающие в себя базы данных, позволяют повторять различные конструкции, меняя лишь отдельные компоненты или контексты.

Несколько слов о системе программирования материала. Существует три основных системы программирования материала: линейная, разветвлённая смешанная (комбинированная).

В линейной программе материал разбивается на маленькие кусочки, которые последовательно (линейно) предъявляются для изучения. Сделав задание, студент получает ключ для самоконтроля и самокоррекции, и вне зависимости от результата выполнения задания переходит к работе над следующей порцией материала [3].

В разветвлённую программу вводятся дополнительные разъяснения в тех случаях, когда студенты ошибаются или затрудняются дать ответ, т.е. последовательность сообщения нового материала меняется в зависимости от результата выполнения предыдущего задания. Если задание выполнено верно, то студенту можно приступить к выполнению новой порции материала, в противном случае он получает дополнительные упражнения. Как только студент правильно выполнит эти упражнения, он должен вернуться к исходной позиции, и только после её успешного выполнения ему разрешается переходить

ОБРАЗОВАНИЕ: УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКИЕ РАЗРАБОТКИ

к усвоению новой порции учебного материала. Эти программы нередко сочетаются, образуя новый вид, получивший название комбинированной программы.

Компьютерные программы обычно классифицируют по следующим характеристикам.

По функциональному назначению:

- 1 - обучающие;
- 2 - игровые;
- 3 - информационные;
- 4 - контролируемые;
- 5 - комбинированные.

По способу программирования:

- 1 - линейные;
- 2 - разветвлённые;
- 3 - комбинированные.

По способу адаптации к уровню знаний студентов:

- 1 - адаптивные;
- 2 - частично адаптивные;
- 3 - неадаптивные.

Необходимо пояснить, что адаптивная программа - это разветвлённая программа, наиболее полно учитывающая уровень знаний, умений и навыков студентов, частично адаптивная - это комбинированная (линейная и разветвлённая) программа. Неадаптивная - это линейная программа.

Представленная классификация программ носит условный характер, так как в реальном учебном процессе они обычно выступают в виде обучающих программ, целью которых является формирование у обучаемых определённых знаний, умений и навыков.

Компьютер можно использовать на всех этапах процесса обучения: введении нового материала, закреплении, повторении, контроле знаний, умений и навыков. И при этом он может выполнять различные функции: преподавателя, рабочего инструмента, объекта обучения, сотрудничающего коллектива, досуговой среды.

В функции преподавателя компьютер представляет:

- источник информации;
- наглядное пособие (качественно нового уровня с возможностями мультимедиа и телекоммуникации);
- тренажёр;
- индивидуальное информационное пространство;
- средство диагностики и контроля.

В функции рабочего инструмента компьютер выступает как:

- средство подготовки текстов и их хранения;
- текстовый редактор и графический редактор;
- вычислительная машина больших возможностей;
- средство моделирования.

Функции объекта обучения компьютер выполняет при применении различных информационных сред.

Сотрудничающий коллектив создаётся компьютером как следствие коммуникации с широкой аудиторией, телекоммуникацией в Интернет.

Досуговая среда организуется с помощью:

- игровых программ;
- компьютерных игр по сети;
- компьютерного видео.

Регулярная работа с компьютером позволяет преподавателю создавать свои собственные упражнения на отработку лексического материала, грамматических правил, развитие навыков письма, аудирования, по подготовке к речевому общению [4]. Преподаватель может разработать упражнения, соответствующие уровню знаний своих студентов.

У компьютерных программ огромное количество преимуществ, но всё-таки следует признать, что компьютер ещё не стал привычным инструментом, которым может пользоваться каждый преподаватель при проведении занятия по иностранному языку и для организации самостоятельной работы учащихся.

Библиографический список

1. Гершунский Б.С. Компьютеризация в сфере образования: проблемы и перспективы. М., 1987.
2. Савельев А.Я. Новые информационные технологии в обучении // Современная высшая школа. Варшава, 1990.
3. Салистра И.Д. Вопросы программирования в учебном процессе по иностранному языку. М., 1977.
4. Силутина Е.А. Функциональное моделирование и анализ учебного процесса. // Труды международной конференции. «Новые информационные технологии в образовании». Минск: БГЭУ, 1998.

USE OF PROGRAMMING METHOD OF TEACHING ENGLISH

I.A. Shapovalova
Saratov Gymnasium № 31

Use of programming method of teaching English is being discussed. Different tasks and principles of classification of programming method are presented.

Шаповалова И.А. Компьютер как инструмент программированного метода обучения английскому языку. // Вопросы прикладной физики. Вып. 23. – Саратов. 2016. – С.33-34.

**ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРА АНОМАЛЬНОГО ДРОБОВОГО ШУМА
НЕОДНОРОДНОГО ЭМИТТЕРА ПРИ РАВНОМЕРНОМ
РАСПРЕДЕЛЕНИИ ПАРАМЕТРА ИНТЕНСИВНОСТИ ЭМИССИИ**

А.С. Шаповалов, М.Г. Инкин, К.В. Мироненко,
Л.М. Минкин, С.А. Шаповалов

Саратовский государственный университет

Шаповалов Александр Степанович,

д.ф.-м.н., профессор кафедры компьютерной физики и метаматериалов

Инкин Максим Глебович, студент физического факультета

Мироненко Ксения Витальевна, студентка физического факультета

Портландский университет, США

Минкин Леонид Моисеевич, профессор

Саратовское электроагрегатное производственное объединение

Шаповалов Степан Александрович, инженер

Исследуются особенности спектра аномального дробового шума неоднородного эмиттера при равномерном законе распределения параметра интенсивности эмиссии. Определяется зависимость максимального уровня дробового шума и ширины спектра от относительной полуширины диапазона возможных значений параметра интенсивности эмиссии.

Экспериментальные и теоретические исследования показывают [1-6], что реальные эмиттеры электронов в ряде случаев характеризуются аномально высоким уровнем дробовых шумов. Их возникновение связано со специфическим типом неоднородности катода, а именно – с существованием множества эмиссионных состояний катода, отличающихся друг от друга величиной параметра интенсивности эмиссии λ [3,4]. Под параметром λ эмиссионного состояния понимается условное математическое ожидание числа электронов, эмитируемых в единицу времени, определяемое при условии, что катод находится в данном эмиссионном состоянии. Непрерывная смена эмиссионных состояний приводит к появлению дополнительной аномальной компоненты дробового шума и росту его полного уровня. Аналогичные условия могут возникать при генерации дробового шума на любом потенциальном барьере. Поэтому исследование аномальных шумов представляет значительный практический интерес. В данной работе исследуются энергетические и частотные характеристики аномального, а, следовательно, и полного дробового шума при условии, что параметр интенсивности эмиссии является случайной величиной распределённой по равномерному закону.

Случайный характер параметра интенсивности эмиссии λ объясняется множеством физико-химических процессов, протекающих на поверхности и в объёме эмиссионного покрытия реального катода. Расчёт спектральной плотности аномального дробового шума требует построения соответствующей статистической модели неоднородного эмиттера, основой которой является закон распределения параметра λ . Специфика подобной задачи заключается в том, что, в принципе, можно предполагать как непрерывный,

так и дискретный характер параметра λ . Таким образом, в общем случае возможно использование двух серий моделей, которые условно можно назвать непрерывными и дискретными. При этом, естественно возникает вопрос о том, как влияет на свойства аномального дробового шума переход от непрерывной модели к дискретной и наоборот. Для решения этого вопроса необходимо провести сравнение результатов, отвечающих моделям того или иного характера.

С физической точки зрения оба типа моделей можно считать одинаково обоснованными. При исследовании аномального дробового шума могут быть и должны быть использованы и непрерывные, и дискретные статистические модели эмиттеров. Только при таком подходе к исследованию можно получить ответ на принципиальный вопрос о влиянии дискретизации спектра возможных значений параметра интенсивности эмиссии на спектральную плотность аномального дробового шума.

В рамках любой непрерывной модели неоднородного эмиттера параметр λ рассматривается как непрерывная случайная величина, характеризующаяся определённой плотностью распределения вероятности. В этом случае катод имеет бесконечное множество непрерывно сменяющихся друг друга эмиссионных состояний. Очевидно, что одной из простейших моделей подобного характера может служить модель, в рамках которой параметр интенсивности λ распределён по закону равномерной плотности.

В рамках дискретных моделей параметр λ принимается дискретной случайной величиной. Катод может иметь конечное число эмиссионных состояний, а закон распределения λ может быть представлен рядом распределения, который устанавливает соответствие каждого возможного значения λ и его вероятности. В этом случае одной

из простейших моделей неоднородного эмиттера может служить модель, в рамках которой возможные значения λ характеризуются равной вероятностью и образуют эквидистантный спектр определённой ширины.

В связи с необходимостью решения задачи о влиянии дискретизации спектра возможных значений λ на свойства аномального дробового шума в данной работе приводятся сведения о результатах исследования непрерывной модели, основанной на использовании закона равномерной плотности. Они могут быть использованы для сравнения с данными анализа дискретной многоуровневой модели неоднородного эмиттера, исследование которой представляет собой самостоятельную задачу.

Предварительно непрерывная модель уже рассматривалась [4], однако частотная зависимость уровня аномального дробового шума в этой работе не была получена. В данной работе приводятся дополнительные результаты исследования этой модели, которые будут полезны при их сравнении с данными, характерными для соответствующей дискретной модели неоднородного эмиттера.

Рассматриваемая неоднородность эмиссионных состояний эмиттера приводит к тому, что последовательность актов испускания электронов перестаёт быть Пуассоновским процессом, то есть процессом без последствия. В результате появления последствия возникает дополнительная аномальная компонента дробового шума, интенсивность которой уменьшается с увеличением частоты флуктуаций. Полный уровень дробового шума возрастает, а спектр перестаёт быть белым даже в отсутствии пролётных эффектов. Для произвольного закона распределения λ выражение для спектральной плотности полного дробового шума $S_i(\omega)$, полученное в [4], имеет вид

$$S_i(\omega) = \frac{eI_0}{2\pi} \gamma(\omega),$$

где

$$\gamma(\omega) = 1 + 2 \operatorname{Re}[\varphi(\omega)/1 - \varphi(\omega)], \quad (1)$$

$\gamma(\omega)$ - коэффициент повышения шума по сравнению с уровнем Шоттки ($eI_0/2\pi$), i и I_0 - соответственно флуктуационная и постоянная составляющие тока эмиссии, ω - круговая частота, e - абсолютная величина заряда электрона, $\varphi(\omega) = M\{\exp j\omega\tau\}$, M - символ взятия математического ожидания, τ - интервал времени между двумя последовательными актами испускания электронов.

На низких частотах, когда $\omega \ll I_0/e$, коэффициент повышения шума $\gamma_0 = \gamma(\omega \rightarrow 0)$ максимален и практически совпадает с квадратом коэффициента вариации V_τ^2 интервала τ . Как показал расчёт, приведённый в [4], при равномерном распределении λ

$$\gamma_0 = \gamma(\omega \rightarrow 0) = V_\tau^2 = 2 \frac{(\eta - 1)^2}{\eta(\ln \eta)^2} - 1, \quad (2)$$

где $\eta = \lambda_a/\lambda_p$ - максимальный перепад параметра интенсивности эмиссии при равномерном распределении λ , λ_a и λ_p соответственно верхняя и нижняя границы интервала возможных значений λ . По существу, величина η в этом выражении выступает как параметр неоднородности эмиссионных состояний. Кривая, иллюстрирующая зависимость квадрата коэффициента вариации интервал V_τ^2 от параметра неоднородности эмиссионных состояний η , представлена в [4]. Однако последующие исследования связи коэффициента повышения шума с неоднородностью эмиссионных состояний показали, что указанная связь требует более детального описания.

В различных областях физики, в частности в радиофизике и электронике, для характеристики диапазона изменений некоторого параметра используются различные подходы. При первом подходе указанный диапазон характеризуется перепадом соответствующего параметра, который измеряется в октавах. В работе [4] такой характеристикой является η . При другом подходе диапазон изменений соответствующего параметра характеризуют относительной шириной или полушириной спектра его возможных значений. Для результатов сравнения полученных данных с результатами других авторов, наряду с величиной η , в качестве параметра неоднородности эмиссионных состояний эмиттера целесообразно ввести в рассмотрение величину q , представляющую собой относительную полуширину спектра возможных значений λ

$$q = \frac{\lambda_a - \lambda_p}{2\lambda_0},$$

где $\lambda_0 = (\lambda_a + \lambda_p)/2$ - безусловное математическое ожидание параметра интенсивности эмиссии. Если параметр η может изменяться в пределах от 0 до ∞ , то параметр q может лишь приближаться к 1. Нетрудно видеть, что связь параметров η и q имеет простой вид

$$\eta = \frac{1+q}{1-q}. \quad (3)$$

Подстановка (3) в (2) даёт следующую зависимость коэффициента повышения шума на низких частотах γ_0 (квадрата коэффициента вариации интервала) от параметра неоднородности q эмиссионных состояний

$$\gamma_0 = \frac{8q^2}{(1-q^2) \left(\ln \frac{1+q}{1-q} \right)^2} - 1$$

Кривая зависимости коэффициента повышения полного уровня дробового шума γ_0 от параметра q представлена на рис. 1.

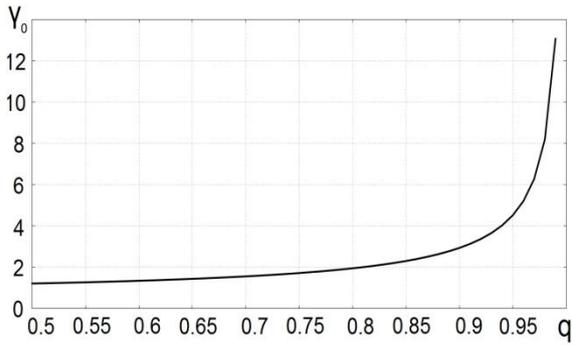


Рис. 1.

По мере увеличения параметра q неоднородности эмиссионных состояний коэффициент повышения шума монотонно возрастает. При этом возрастает и градиент указанной кривой. Особенно большие значения величины γ_0 и градиента её зависимости от q наблюдаются при $q > 0,9$.

Для сравнения на рис.2 показана кривая зависимости коэффициента повышения шума γ_0 от величины перепада η параметра интенсивности эмиссионных состояний [4].

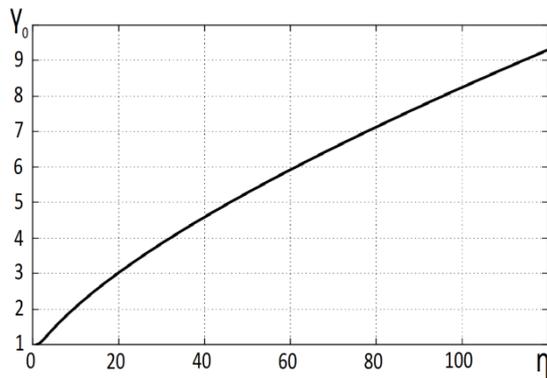


Рис.2

Как видно из рисунка, зависимость коэффициента повышения уровня полного дробового шума от величины перепада параметра интенсивности η в приведённом диапазоне его значений ведёт себя более плавно по сравнению с кривой рис. 1. Таким образом, для анализа полученных результатов при различной степени неоднородности катода целесообразно использование обеих кривых.

При исследовании спектра аномального дробового шума основной интерес представляет зависимость коэффициента повышения уровня шума от частоты флуктуаций $\gamma(\omega)$. Для её анализа введём в рассмотрение безразмерную частоту $\Omega = \omega/\lambda_0$. Зависимость γ от Ω , полученная на основе выражения (1) при равномерном законе распределения λ , выглядит следующим образом:

$$\gamma(\Omega) = \frac{16qk}{\Omega(4k^2 + n^2)} - 1, \quad (4)$$

где

$$k = \text{arctg} \left[\frac{2\Omega q}{1 + \Omega^2 - q^2} \right], \quad (5)$$

$$n = \ln \left[\frac{\Omega^2 + (1 + q)^2}{\Omega^2 + (1 - q)^2} \right]. \quad (6)$$

Типичная кривая зависимости коэффициента повышения уровня полного дробового шума γ от приведённой частоты флуктуаций Ω , рассчитанная при помощи соотношений (4)-(6) для $q=0,9$, приведена на рис. 3.

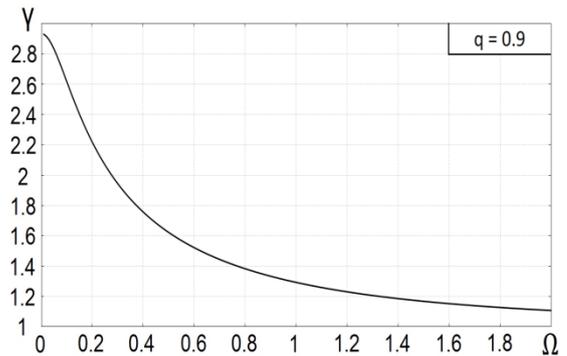


Рис. 3.

При $\Omega < 0,1$ спектр флуктуаций близок к равномерному. При $\Omega > 0,1$ коэффициент повышения полного уровня дробового шума начинает довольно резко уменьшаться и постепенно стремится к 1, что свидетельствует о падении уровня аномальной компоненты шума, вызванной неоднородностью эмиссионных состояний эмиттера.

Для иллюстрации и оценки влияния неоднородности режима работы эмиттера на ширину спектра аномальной компоненты дробового шума аналогичные кривые были построены для различных значений параметра неоднородности q . Соответствующие графики представлены на рис. 4.

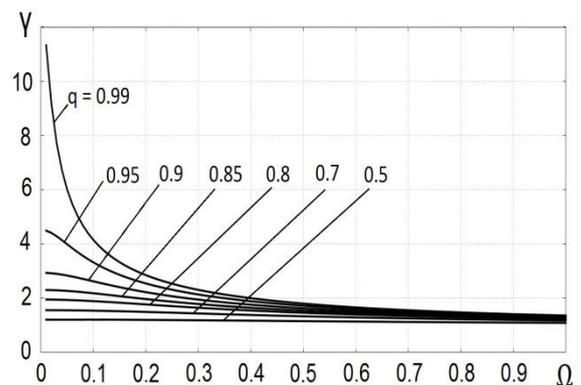


Рис. 4.

Сопоставление кривых, отвечающих различным значениям q , показывает, что увеличение параметра неоднородности приводит к уменьшению ширины спектра.

В заключение отметим, что полученные значения коэффициента повышения уровня дробового шума могут и должны быть сопоставлены с аналогичными данными, характерными для иных законов распределения параметра интенсивности эмиссии.

Библиографический список

1. Набоков Ю.И., Авдеев В.Е. Об аномальном дробовом эффекте в приборах с оксидным катодом // Изв. АН СССР. Сер. Физическая. – 1969. – Т. 33, № 3. – С. 452-457. – ISSN 0367-6755.
2. Попов А.И., Колпаков Д.Е. О возможном механизме аномально высоких дробовых шумов в ПУЛ // Электронная техника. Сер. 5. Приёмно-усилительные лампы. – 1971. – В. 1. – С. 35-42.
3. Шаповалов А.С. Вероятностные расчёты в физике. – Саратов: Саратовский источник. 2015. –72 с. – ISBN 978-5-91879-546-0.
4. Шаповалов А.С., Голубенцев А.Ф., Денисов Ю.И. Эмиссионные и шумовые свойства неоднородных эмиттеров.- Саратов: Изд-во СГУ, 1983. – 92 с.
5. Инкин М.Г., Мироненко К.В., Минкин Л.М., Шаповалов А.С. Частотные характеристики аномального дробового шума для трёхуровневой симметричной модели неоднородного эмиттера // Вопросы прикладной физики. Межвуз. науч. сб. Саратов. Изд-во СГУ. – 2015. – В. 22. – С. 48-51. - ISSN 0868-6238
6. Мироненко К.В., Инкин М.Г., Минкин Л.М., Шаповалов А.С. Энергетические характеристики аномального дробового шума для трёхуровневой симметричной модели неоднородного эмиттера // Вопросы прикладной физики. Межвуз. науч. сб. Саратов. Изд-во СГУ. – 2015. – В. 22. – С. 52-53. - ISSN 0868-6238

FEATURES OF THE ANOMALOUS SHOT NOISE SPECTRUM OF HETEROGENEOUS EMITTER AT THE EVEN DISTRIBUTION OF THE EMISSION INTENSITY PARAMETER

¹A.S.Shapovalov, ¹M.G. Inkin, ¹K.V. Mironenko, ²L.M. Minkin, ³S.A. Shapovalov

¹Saratov State University

²Portland State University, USA

³Saratov Electric Aggregate Production Association

The features of the anomalous shot noise spectrum of heterogeneous emitter at the even distribution of the emission intensity parameter are investigated. The dependence of maximal level of shot noise and spectrum width on a relative semiwidth of range of possible values of emission intensity parameter are determined.

Шаповалов А.С., Инкин М.Г., Мироненко К.В., Минкин Л.М., Шаповалов С.А. Особенности спектра аномального дробового шума неоднородного эмиттера при равномерном распределении параметра интенсивности эмиссии. // Вопросы прикладной физики. Вып. 23.– Саратов, 2016.– С.35-38.

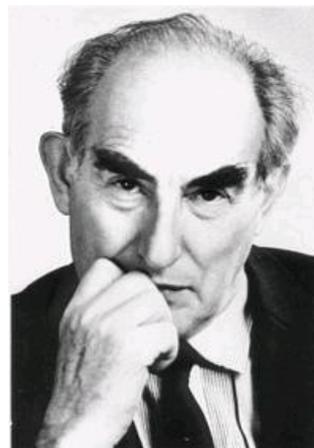
СТОЛЕТНИЙ ЮБИЛЕЙ ВЫДАЮЩЕГОСЯ УЧЁНОГО



Выпускник ФЗУ заканчивает физический факультет МГУ в 1938 году, спустя два года защищает кандидатскую диссертацию, а ещё два года уходят на подготовку и защиту докторской. Многолетняя работа рядом и совместно с крупнейшими физиками подготовила В.Л. Гинзбурга к руководству знаменитым семинаром имени И.Е. Тамма в теоретическом отделе ФИАНа, собиравшим лучшие силы физической науки. Приглашённый А.А. Андроновым в Горьковский университет, В.Л. Гинзбург часто наезжал туда, и там же встретил свою будущую жену, отбывавшую в этом городе ссылку. Через годы он будет навещать там же

другого ссыльного – академика А.Д. Сахарова, оставшегося сотрудником теоретдела. Широчайший кругозор Гинзбурга помог добиться очень высоких научных результатов в разных областях физической науки. У него множество наград, вот только некоторые: Ленинская премия, Золотая медаль Королевского астрономического общества, Большая золотая медаль им. М.В. Ломоносова и Нобелевская премия 2003 г «за вклад в развитие теории сверхпроводимости и сверхтекучести».

Многие годы Гинзбург работал главным редактором журнала «Успехи физических наук», а также руководил созданной по его инициативе Комиссией по борьбе с лженаукой при Президиуме АН СССР.



**Виталий Лазаревич
Гинзбург
4.10.1916-8.11.2009**

МНОГОУРОВНЕВАЯ ДИСКРЕТНАЯ МОДЕЛЬ НЕОДНОРОДНОГО ЭМИТТЕРА И МАКСИМАЛЬНЫЙ УРОВЕНЬ АНОМАЛЬНОГО ДРОБОВОГО ШУМА

М.Г. Инкин, К.В. Мироненко, А.С. Шаповалов

Саратовский государственный университет

Инкин Максим Глебович, студент физического факультета

Мироненко Ксения Витальевна, студентка физического факультета

Шаповалов Александр Степанович, д.ф.-м.н., профессор кафедры компьютерной физики и метаматериалов

Описывается многоуровневая дискретная модель неоднородного эмиттера. Определяется максимальный уровень аномального дробового шума и его зависимость от параметра неоднородности эмиссионных состояний.

Как отмечалось в работах [1-4], для теоретического исследования энергетических и частотных характеристик аномального дробового шума целесообразно построение и использование непрерывных и дискретных статистических моделей неоднородного эмиттера электронов. В рамках этих моделей параметр интенсивности эмиссии λ (условное математическое ожидание числа электронов, эмитируемых в единицу времени при условии, что катод находится в данном эмиссионном состоянии) имеет соответственно непрерывный или дискретный спектр возможных значений. При этом интерес к дискретным моделям определяется рядом факторов. Во-первых, действительный спектр возможных значений параметра интенсивности эмиссии определённых типов реальных неоднородных эмиттеров может быть дискретным. Во-вторых, практически любой реальный непрерывный спектр можно успешно моделировать дискретным, если он будет содержать достаточно большое число возможных значений параметра интенсивности эмиссии. В третьих, совместное использование дискретных и непрерывных моделей позволяет выяснить влияние эффекта дискретизации спектра на характеристики аномального дробового шума. В связи с этим в данной работе предлагается многоуровневая дискретная модель неоднородного эмиттера электронов, на основе которой определяется максимальный уровень аномального дробового шума.

В основу моделирования положим закон распределения интервала времени τ между двумя последовательными актами испускания электронов. Для однородного катода плотность распределения τ описывается экспоненциальным законом [1,2]. Естественно предположить, что для неоднородного эмиттера, параметр интенсивности эмиссии которого является дискретной случайной величиной, в качестве плотности распределения интервала следует взять гиперэкспоненциальный закон.

Предположим, что эмиттер может иметь N эмиссионных состояний, каждое из которых характеризуется собственным значением параметра λ интенсивности эмиссии. Тогда плотность распределения интервала $f(\tau)$ можно представить так:

$$f(\tau) = \sum_{k=1}^N p_k \lambda_k \exp(-\lambda_k \tau), \quad (1)$$

где p_k – вероятность k -го эмиссионного состояния эмиттера, λ_k – значение параметра интенсивности эмиссии в k -ом эмиссионном состоянии. Следующим этапом моделирования неоднородного эмиттера является выбор закона распределения параметра λ , который, по существу, является главной отличительной чертой модели. Таким образом, для завершения построения модели и её определённости выражение (1) необходимо дополнить информацией о законе распределения параметра λ и его возможных значениях.

Будем считать, что возможные значения λ равновероятны и образуют эквидистантный спектр в интервале от минимального значения λ_p до максимального значения λ_a . В этом случае вероятность любого дозволённого значения параметра интенсивности будет равна

$$p_k = \frac{1}{N}, \quad (2)$$

а выражение для λ_k примет вид

$$\lambda_k = \lambda_0 \left[1 + q \left(2 \frac{k-1}{N-1} - 1 \right) \right], \quad (3)$$

где

$$\lambda_0 = \frac{\lambda_a + \lambda_p}{2}, \quad q = \frac{\lambda_a - \lambda_p}{2\lambda_0},$$

λ_0 – среднее значение параметра интенсивности эмиссии, q – параметр неоднородности эмиссионных состояний, равный относительной полуширине спектра возможных значений λ . Нетрудно видеть, что распределение (2) фактически является дискретной моделью равномерного закона распределения непрерывной случайной величины.

Используя соотношения (1)–(3), можно рассчитать коэффициент повышения γ уровня полного дробового шума (с учётом аномальной компоненты) по отношению к величине, определяемой формулой Шоттки и равной $eI_0/2\pi$ (здесь e – абсолютная величина заряда электрона, I_0 – постоянная составляющая тока эмиссии электронов). В общем случае этот коэффициент зависит [1,2] от параметра неоднородности q , числа возможных значений N параметра интенсивности λ , частоты флуктуаций ω и имеет вид, $\gamma = 1 + 2 \operatorname{Re}[\varphi(\omega)/1 - \varphi(\omega)]$, где $\varphi(\omega) = M[\exp(j\omega\tau)]$, M –

символ взятия математического ожидания по плотности распределения τ .

Воспользуемся приведённой статистической моделью для расчёта предельно высоких значений коэффициента повышения уровня шума. Как показали предыдущие исследования, проведённые на других статистических моделях неоднородного эмиттера (в том числе и на дискретных моделях с небольшим числом возможных значений параметра интенсивности) [2-4], коэффициент γ монотонно уменьшается по мере увеличения частоты флуктуаций ω . Его наибольшее значение γ_0 наблюдается при $\omega \rightarrow 0$, то есть $\gamma_0 = \gamma(\omega \rightarrow 0)$. При этом для частот, удовлетворяющих условию $\omega e / I_0 \ll 1$, значения $\gamma(\omega)$ незначительно отличаются от величины γ_0 . Аналитический расчёт, проведённый для общего случая и справедливый для произвольной корректной модели неоднородности, показал [1,2], что при $\omega \ll I_0 / e$ коэффициент γ_0 равен квадрату коэффициента вариации V_τ^2 интервала τ . Таким образом, при любых заданных значениях величин N и q , наибольшее значение коэффициента повышения уровня шума наблюдается при $\omega \rightarrow 0$ и равно V_τ^2 . Естественно, что для полноты информации о предельно высоких значениях коэффициента необходимо исследовать зависимость γ_0 от параметров N и q .

При плотности распределения интервала (1) и возможных значениях параметра интенсивности (3) расчётное значение коэффициента повышения уровня шума γ_0 имеет вид

$$\gamma_0 = V_\tau^2 = \frac{M\{\tau^2\}}{[M\{\tau\}]^2} - 1, \tag{4}$$

где

$$M\{\tau^2\} = \frac{2}{N} \sum_{k=1}^N \frac{1}{\lambda_k^2}, \tag{5}$$

$$M\{\tau\} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \frac{1}{\lambda_k}. \tag{6}$$

Соотношения (4),(5) и (6) были использованы для определения зависимости коэффициента γ_0 от параметров модели N и q .

Кривые зависимости коэффициента повышения шума от числа уровней N при различных значениях параметра неоднородности эмиссионных состояний эмиттера представлены на рис. 1. Число уровней здесь изменяется от 2 до 25, а параметр неоднородности q принимает значения, равные соответственно 0,5; 0,7; 0,8; 0,85; 0,9; 0,95.

Отметим, что рисунок имеет символический характер. В действительности величина N может принимать лишь дискретные значения, равные 2, 3, 4, ... N . Поэтому значения функции $\gamma_0 = \gamma_0(N)$ также имеют «решётчатый» (дискретный) характер. При исследовании указанных кривых во внимание следует принимать только те значения γ_0 , которые соответствуют целочисленным значениям N .

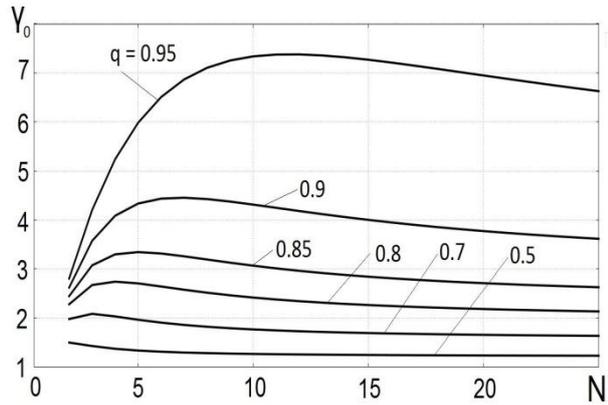


Рис. 1.

Анализ кривых показывает, что при любом фиксированном значении N величина коэффициента повышения шума γ_0 тем больше, чем больше значение параметра неоднородности q . Зависимость же коэффициента γ_0 от числа уровней N при фиксированном значении q носит более сложный характер. При достаточно малых значениях параметра неоднородности q ($q \leq 0,5$) коэффициент повышения шума γ_0 монотонно убывает по мере увеличения числа уровней N . Его наибольшее значение соответствует $N=2$. При более высоких значениях параметра неоднородности q ($q > 0,5$) кривые зависимости $\gamma_0 = \gamma_0(N)$ имеют максимумы. Вначале увеличение N вызывает довольно резкое повышение коэффициента γ_0 , однако после достижения максимума кривые показывают плавное снижение величины γ_0 , и уровень дробового шума асимптотически приближается к определённому значению. Положение максимума коэффициента повышения шума зависит от величины параметра неоднородности, Увеличение параметра q ведёт к смещению максимума кривых в сторону более высоких значений N . Однако это смещение невелико. При увеличении q от 0,7 до 0,95 число уровней, отвечающее максимуму уровня дробового шума, возрастает от 3 до 10. Таким образом, наиболее высокие уровни дробового шума наблюдаются для моделей, содержащих небольшое число дозволённых значений N параметра интенсивности эмиссии.

Для более детального исследования особенностей зависимости $\gamma_0 = \gamma_0(N, q)$ на рис. 2 показаны аналогичные кривые при более широких диапазонах изменения числа дозволённых уровней N и параметра неоднородности q . На графиках этого рисунка значения N изменяются в пределах от 2 до 1000, а величины параметра неоднородности q лежат в полосе от 0,5 до 0,99. Расширение диапазона значений N позволяют более точно определить для каждого фиксированного значения параметра неоднородности q тот предел, к которому стремится коэффициент повышения уровня дробового шума γ_0 при $N \rightarrow \infty$. Расширение диапазона значений параметра неоднородности q существенно дополняет сведения о возможных максимальных значениях уровня аномального дробового шума.

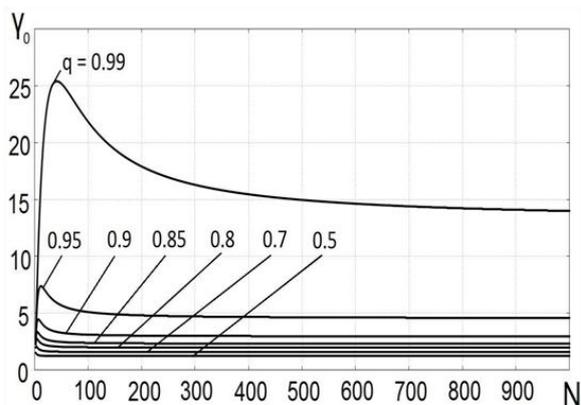


Рис. 2.

Интересно сравнить представленные сведения о γ_0 с аналогичными данными, полученными в [1,5] для непрерывной модели равномерной плотности. Сопоставление значений $\gamma_0(N \rightarrow \infty)$, рассчитанных на основе рассмотренной дискретной модели, с данными об уровнях γ_0 , полученными для указанной непрерывной модели показывает, что они совпадают. Естественно, что это ожидаемый результат, так как при достаточно большом N многоуровневый равномерный дискретный закон распределения λ практически эквивалентен закону равномерной плотности распределения непрерывной случайной величины. Тем не менее, данные, приведённые на рис. 2, имеют существенное прикладное значение. Они дают информацию о необходимом числе дозволённых значений уровней N , при котором моделирование непрерывного распределения λ дискретным законом обеспечивает заданную точность расчётов. При $q < 0,9$ для моделирования непрерывного закона распределения дискретным практически достаточно

выбрать $N \approx 10-15$. При высокой степени неоднородности катода, когда $q > 0,9$, необходимое число возможных значений λ увеличивается примерно на порядок, то есть следует взять $N \approx 100-200$.

Кривые рис. 1 и 2 позволяют ответить на главный вопрос, поставленный перед данной работой: как влияет дискретизация спектра возможных значений параметра интенсивности эмиссии λ на уровень anomalous дробового шума. Учитывая, что кривые рис. 1 и 2 при $N \gg 1$ иллюстрируют уровни anomalous дробового шума γ_0 при непрерывном распределении λ , можно сделать вывод о том, что дискретизация возможных значений λ вызывает увеличение уровня γ_0 . При этом максимальные значения γ_0 наблюдаются при небольшом числе значений λ , когда $N=3-10$.

В заключение отметим, что рассмотренная многоуровневая модель неоднородного эмиттера допускает ее дальнейшее совершенствование. В частности, распределение вероятности отдельных эмиссионных состояний можно сделать неравномерным и, таким образом, моделировать, например, нормальный закон распределения параметра интенсивности эмиссии λ . Для этого достаточно вероятности p_k отдельных эмиссионных состояний взять равными тем значениям, которые следуют из распределения Гаусса.

Многоуровневую модель, описанную в работе, можно использовать для описания anomalous дробового шума, генерируемого на любом потенциальном барьере, в том числе на барьерах, имеющих место в полупроводниковых устройствах, содержащих p-n, n-p переходы.

Библиографический список

1. Шаповалов А.С. Вероятностные расчёты в физике. – Саратов: Саратовский источник. 2015. -72 с. – ISBN 978-5-91879-546-0.
2. Шаповалов А.С., Голубенцев А.Ф., Денисов Ю.И. Эмиссионные и шумовые свойства неоднородных эмиттеров.- Саратов: Изд-во СГУ, 1983. – 92 с.
3. Инкин М.Г., Мироненко К.В., Минкин Л.М., Шаповалов А.С. Частотные характеристики anomalous дробового шума для трёхуровневой симметричной модели неоднородного эмиттера // Вопросы прикладной физики. Межвуз. науч. сб. Саратов. Изд-во СГУ. – 2015. – В. 22. – С. 48-51. - ISSN 0868-6238
4. Мироненко К.В., Инкин М.Г., Минкин Л.М., Шаповалов А.С. Энергетические характеристики anomalous дробового шума для трёхуровневой симметричной модели неоднородного эмиттера // Вопросы прикладной физики. Межвуз. науч. сб. Саратов. Изд-во СГУ. – 2015. – В. 22. – С. 52-53. - ISSN 0868-6238
5. Шаповалов А.С., Инкин М.Г., Мироненко К.В., Минкин Л.М., Шаповалов С.А. Особенности спектра anomalous дробового шума неоднородного эмиттера при равномерном распределении параметра интенсивности эмиссии // Вопросы прикладной физики. Межвуз. науч. сб. Саратов. Изд-во СГУ. – 2016. – В. 23. - ISSN 0868-6238

MULTILEVEL DISCRETE MODEL OF THE HETEROGENEOUS EMITTER AND MAXIMAL LEVEL OF THE ANOMALOUS SHOT NOISE

M.G. Inkin, K.V. Mironenko, A.S. Shapovalov

Saratov State University

The multilevel discrete model of the heterogeneous emitter is described. The maximal level of the anomalous shot noise and his dependence on the parameter of heterogeneity of the emission states are determined.

Инкин М.Г., Мироненко К.В., Шаповалов А.С. Многоуровневая дискретная модель неоднородного эмиттера и максимальный уровень anomalous дробового шума. // Вопросы прикладной физики. Вып. 23. –Саратов, 2016.– С.39-41.

ЧАСТОТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АНОМАЛЬНОГО ДРОБОВОГО ШУМА ДЛЯ МНОГОУРОВНЕВОЙ ДИСКРЕТНОЙ МОДЕЛИ НЕОДНОРОДНОГО ЭМИТТЕРА

М.Г. Инкин, К.В. Мироненко, А.С. Шаповалов

Саратовский государственный университет

Инкин Максим Глебович, студент физического факультета

Мироненко Ксения Витальевна, студентка физического факультета

Шаповалов Александр Степанович, д.ф.-м.н., профессор кафедры компьютерной физики и метаматериалов

Исследуются частотные характеристики аномального дробового шума для многоуровневой дискретной модели неоднородного эмиттера. Анализируется зависимость спектральной плотности и ширины спектра от частоты флуктуаций, параметра неоднородности эмиттера и числа возможных значений параметра интенсивности эмиссии.

Исследование характеристик аномального дробового шума, возникающего на неоднородном потенциальном барьере, в частности на неоднородном эмиттере электронов, представляет существенный теоретический и практический интерес [1-3]. При этом особое значение имеет изучение его свойств в зависимости от вида закона распределения параметра λ интенсивности эмиссии. В работе [3] в рамках многоуровневой дискретной статистической модели эмиттера рассмотрено влияние неоднородности эмиссионных состояний на предельно высокие значения уровня аномального дробового шума. В данной работе указанная модель используется для исследования частотных характеристик аномального дробового шума и влияния на эти характеристики эффекта дискретизации спектра возможных значений параметра интенсивности эмиссии.

В общем случае спектральная плотность дробовых флуктуаций тока эмиссии отличается от уровня Шоттки $eI_0/2\pi$ (здесь e – абсолютная величина заряда электрона, I_0 – постоянная составляющая тока эмиссии электронов) множителем, $\gamma = 1 + 2 \operatorname{Re}[\varphi(\omega)/1 - \varphi(\omega)]$, где $\varphi(\omega) = M[\exp(j\omega\tau)]$, ω – круговая частота, τ – интервал времени между двумя последовательными актами испускания электронов, M – символ взятия математического ожидания по плотности распределения τ .

По своему физическому смыслу величина γ является коэффициентом повышения дробового шума относительно уровня Шоттки. Безусловная плотность распределения интервала τ , а следовательно и коэффициент γ , зависят от закона распределения параметра интенсивности эмиссии λ (условного математического ожидания числа электронов, эмитируемых в единицу времени при условии, что катод находится в данном эмиссионном состоянии) [1,2].

В рамках многоуровневой равномерной дискретной модели [3] предполагается, что неоднородный эмиттер имеет N равновероятных эмиссионных состояний, параметр интенсивности которых образует эквидистантный спектр возможных значений λ_k ($k=1,2,\dots,N$), лежащих в полосе от некоторого минимального значения λ_p до максимального значения λ_a . Считается также, что

условная плотность распределения интервала τ , определяемая при условии, что катод находится в данном эмиссионном состоянии, описывается экспоненциальным законом. В этом случае математическое ожидание $M[\exp(j\omega\tau)]$ описывается равенством

$$M[\exp(j\omega\tau)] = \int_0^\infty \exp(j\omega\tau) \left(\frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \lambda_k \exp(-\lambda_k \tau) \right) d\tau, \quad (1)$$

В этом выражении $\lambda_k = \lambda_0 \{1 + q[(k-1)/(N-1) - 1]\}$, $\lambda_0 = (\lambda_a + \lambda_p)/2$ – среднее значение параметра интенсивности эмиссии, $q = (\lambda_a - \lambda_p)/2\lambda_0$ – параметр неоднородности эмиссионных состояний.

Подстановка соотношения (1) в выражение для γ приводит к следующим результатам:

$$\gamma(\Omega) = 1 + 2 \frac{A(\Omega)C(\Omega) - B(\Omega)^2}{\Omega^2 C(\Omega)^2 + B(\Omega)^2}, \quad (2)$$

где

$$A(\Omega) = \sum_{k=1}^N \frac{\left(\frac{\lambda_k}{\lambda_0}\right)^2}{\left(\frac{\lambda_k}{\lambda_0}\right)^2 + \Omega^2}, \quad (3)$$

$$B(\Omega) = \sum_{k=1}^N \frac{\frac{\lambda_k}{\lambda_0}}{\left(\frac{\lambda_k}{\lambda_0}\right)^2 + \Omega^2}, \quad (4)$$

$$C(\Omega) = \sum_{k=1}^N \frac{1}{\left(\frac{\lambda_k}{\lambda_0}\right)^2 + \Omega^2}, \quad (5)$$

$\Omega = \omega/\lambda_0$ – приведённая частота.

Выражения (2)-(5) позволяют рассчитать спектральные плотности полного дробового шума и его аномальной компоненты в относительных единицах. Уровень полного дробового шума определяется величиной γ , уровень аномальной компоненты – величиной $(\gamma-1)$.

На рис. 1 представлены кривые зависимости коэффициента повышения уровня полного дробового шума от приведённой частоты Ω при $N=1000$ и значениях параметра неоднородности q эмиттера, равных соответственно 0,7; 0,8; 0,85; 0,9; 0,95; 0,97; 0,99. Частота Ω здесь изменяется в пределах от 0 до 0,2.

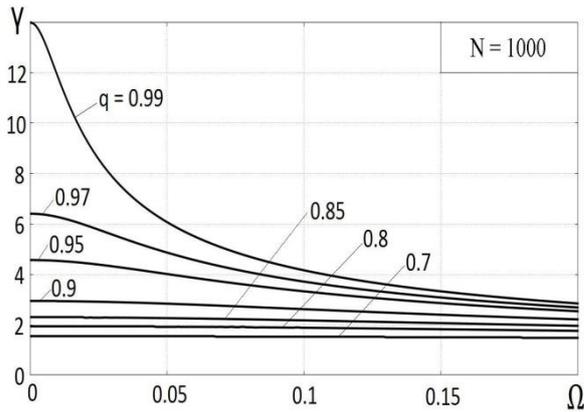


Рис. 1.

С ростом приведённой частоты при любом значении параметра неоднородности q уровень полного шума γ монотонно уменьшается. Для любой частоты флуктуаций уровень полного дробового шума γ , а следовательно и уровень его аномальной компоненты $\gamma-1$, тем выше, чем выше степень неоднородности эмиттера, то есть параметр q . При этом на частотах $\Omega > 0,01$ влияние неоднородности эмиттера на уровень аномальной компоненты шума тем выше, чем меньше частота флуктуаций. Для низких приведённых частот, когда $\Omega < 0,01$, зависимость γ от Ω практически исчезает, и все кривые превращаются в прямые, параллельные оси Ω . (Для наглядности кривых в этой области на оси частот необходимо использовать логарифмический масштаб [2]).

Для иллюстрации и оценки «скорости» спада уровня аномального дробового шума в высокочастотной области, где $\Omega > 0,2$ на рис. 2 показаны аналогичные кривые в более широком диапазоне изменения частоты: $0 < \Omega < 1$ и при значениях параметра неоднородности, равных соответственно 0,5; 0,7; 0,8; 0,85; 0,9; 0,95; 0,97; 0,99.

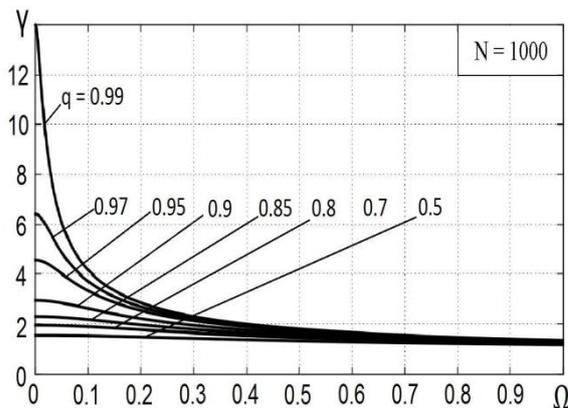


Рис. 2.

Величина N , соответствующая кривым этого рисунка, осталась прежней.

Элементарный анализ кривых показывает, что при $\Omega \rightarrow \infty$ уровень полного дробового шума асимптотически стремится к значению $\gamma=1$, то есть к уровню белого дробового шума однородного

эмиттера в отсутствие пролётных эффектов. Очевидно, что подобная зависимость γ от Ω объясняется тем, что от частоты зависит спектральная плотность только аномальная компонента шума ($\gamma-1$).

«Скорость» снижения уровня шума тем выше, чем выше значения параметра неоднородности q . При $q=0,99$ среднее значение $\Delta\gamma/\Delta\Omega$ в полосе частот от $\Omega=0,2$ до $\Omega=1$ составляет 2,5.

Данные рисунков 1 и 2 свидетельствуют, что ширина спектра аномальной компоненты дробового шума конечна и при фиксированном значении N уменьшается по мере увеличения параметра неоднородности эмиттера q .

В целях получения числовых характеристик ширины $\Delta\Omega$ (протяжённости) спектра аномальной компоненты дробового шума и детального исследования её зависимости от параметров модели, кривые, подобные изображённым на рисунках 1 и 2, были построены для различных значений N . Ширина спектра определялась по уровню $(\gamma_0-1)/2$.

На рис. 3 представлены кривые зависимости ширины спектра аномальной компоненты дробового шума $\Delta\Omega$ от числа N дозволённых значений параметра интенсивности эмиссии при q , равных соответственно 0,7; 0,8; 0,85; 0,9; 0,95; 0,99. Величина N дискретно изменяется в пределах от $N=2$ до $N=25$ (при $N=1$ аномальная компонента отсутствует).

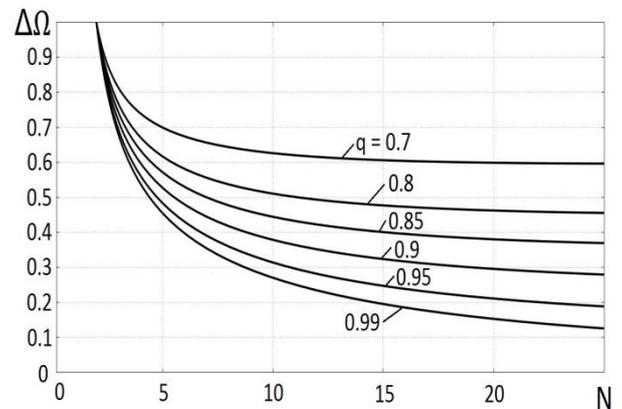


Рис. 3.

Наиболее узкий спектр аномальной компоненты дробового шума наблюдается при $N=2$. При любом $N > 2$ увеличение параметра неоднородности эмиттера q ведёт к уменьшению ширины спектра. Для любого, фиксированного значения q увеличение числа дозволённых уровней N параметра интенсивности эмиссии λ также приводит к уменьшению ширины спектра. Причём при прочих равных условиях глубина падения ширины спектра тем больше, чем больше параметр неоднородности q . Так при $q=0,7$ увеличение N от 2 до 30 приводит к уменьшению ширины спектра примерно в 1,5 раза. При $q=0,99$ увеличение N в указанных пределах приводит к уменьшению ширины спектра практически в порядок.

ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ

Поведение кривых рис. 3 показывает, что предельно низкие значения ширины спектра наблюдаются при $N \rightarrow \infty$. Для иллюстрации этого обстоятельства и определения предельно низких значений ширины спектра на рис. 4 показаны аналогичные кривые при более широком диапазоне изменения N . Здесь $2 \leq N \leq 500$.

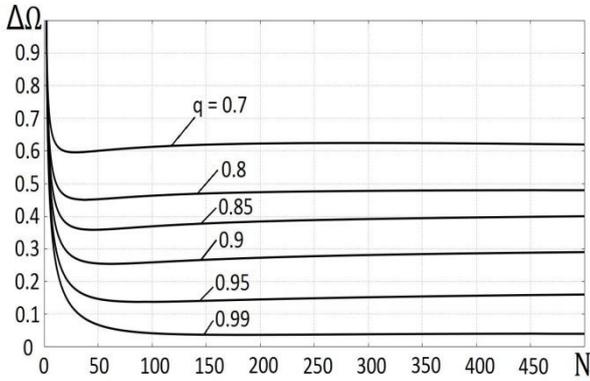


Рис. 4.

При $N > 100$ все кривые практически параллельны оси N . Поэтому предельно низкие значения ширины спектра незначительно отличаются от величины $\Delta\Omega$, соответствующей $N=100$. Увеличение числа уровней модели привело к заметному изменению предельной ширины спектра лишь при больших значениях параметра неоднородности эмиттера q . Так при

Библиографический список

1. Шаповалов А.С. Вероятностные расчёты в физике. – Саратов: Саратовский источник. 2015. -72 с. – ISBN 978-5-91879-546-0.
2. Шаповалов А.С., Голубенцев А.Ф., Денисов Ю.И. Эмиссионные и шумовые свойства неоднородных эмиттеров.- Саратов: Изд-во СГУ, 1983. – 92 с.
3. Инкин М.Г., МIRONENKO К.В., Шаповалов А.С. Многоуровневая дискретная модель неоднородного эмиттера и максимальный уровень аномального дробового шума // Вопросы прикладной физики. Межвуз. науч. сб. Саратов. Изд-во СГУ. – 2016. – В. 23. - ISSN 0868-6238

THE FREQUENCY CHARACTERISTICS OF THE ANOMALOUS SHOT NOISE FOR MULTILEVEL DISCRETE MODEL OF THE HETEROGENEOUS EMITTER

Saratov State University

M.G. Inkin, K.V. Mironenko, A.S. Shapovalov

The frequency characteristics of the anomalous shot noise for the multilevel discrete model of the heterogeneous emitter are investigated. Dependence of spectral density and spectrum width on the frequency of fluctuations, parameter of heterogeneity of emitter and number of possible values of parameter of intensity of emission are analysed.

Инкин М.Г., МIRONENKO К.В., Шаповалов А.С. Частотные характеристики аномального дробового шума для многоуровневой дискретной модели неоднородного эмиттера. // Вопросы прикладной физики. Вып. 23. – Саратов, 2016.– С.42-44.

$q=0,99$ предельно низкая ширина спектра отличается от предельно широкой (отвечающей $N=2$) примерно в 20 раз.

Учитывая, что при $N \gg 1$ приведённые данные о ширине спектра фактически соответствуют непрерывной модели неоднородного эмиттера, можно сделать вывод о влиянии эффекта дискретизации спектра возможных значений параметра интенсивности эмиссии λ на частотный спектр аномальной компоненты шума. Данные кривых показывают, что дискретизация возможных значений λ вызывает расширение частотного спектра аномального шума. Вторым выводом, который следует из кривых рис. 3 и 4, состоит в том, что при расчёте частотных характеристик аномального дробового шума моделирование непрерывных законов распределений λ дискретными распределениями приводит к достаточно точным результатам уже при $N \approx 100$.

В заключение отметим, что приведённые особенности частотных характеристик касаются аномального дробового шума, генерируемого на любом неоднородном потенциальном барьере, в том числе на потенциальных барьерах, существующих в полупроводниковых приборах.

АСИММЕТРИЧНАЯ ТРЁХУРОВНЕВАЯ МОДЕЛЬ НЕОДНОРОДНОГО ЭМИТТЕРА И УРОВЕНЬ АНОМАЛЬНОГО ДРОБОВОГО ШУМА

К.В. Мироненко, М.Г. Инкин, А.С. Шаповалов

Саратовский государственный университет

Мироненко Ксения Витальевна, студентка физического факультета

Инкин Максим Глебович, студент физического факультета

Шаповалов Александр Степанович, д.ф.-м.н.,

профессор кафедры компьютерной физики и метаматериалов

Для исследования характеристик аномального дробового шума предлагается статистическая асимметричная трёхуровневая модель неоднородного эмиттера. Определяется зависимость уровня шума от параметра неоднородности эмиттера, степени асимметрии и вероятностных характеристик модели.

Одним из специфических источников шума в вакуумных электронных приборах является аномальный дробовой шум, величина которого может значительно превышать уровень, определяемый формулой Шоттки [1-5]. Для выяснения его физического механизма разработан ряд непрерывных и дискретных статистических моделей неоднородного эмиттера [5-10]. Авторы указанных работ связывают возникновение аномального дробового шума с неоднородностью эмиссионных состояний эмиттера, каждому из которых отвечает некоторое значения параметра интенсивности эмиссии λ . Непрерывная смена эмиссионных состояний приводит к появлению дополнительной аномальной компоненты дробового шума и росту его полного уровня. В связи с множеством физико-химических процессов, протекающих в объёме и на поверхности реального эмиттера, параметр интенсивности является случайной величиной, закон распределения которой определяет уровень аномального шума. Под параметром интенсивности понимается условное математическое ожидание числа электронов, эмитируемых в единицу времени при условии, что катод находится в данном эмиссионном состоянии.

Сопоставление данных, полученных на основе непрерывных и дискретных статистических моделях неоднородного эмиттера, показало [5-10], что при прочих равных условиях дискретизация спектра возможных значений параметра λ обуславливает рост уровня аномального шума по сравнению с его величиной, рассчитанной на основе непрерывных моделей. При этом наиболее высокие уровни аномального шума наблюдаются при небольшом числе N дозволённых значений λ . Это обстоятельство объясняет интерес к малоразмерным (характеризуемым низкими значениями N) дискретным моделям [6,7]. В работах [6,7] представлены результаты исследования аномального дробового шума на основе трёхмерной симметричной модели эмиттера, когда закон распределения параметра интенсивности симметричен относительно математического ожидания λ . Данная работа посвящена результатам разработки и применения асимметричной модели неоднородного эмиттера. Постановка такой задачи представляет интерес в связи с необходимостью выяснения роли асимметрии распределения λ в формировании уровня аномального дробового шума.

В рамках предлагаемой модели предполагается, что эмиттер имеет три возможных эмиссионных состояния, каждому из которых отвечают условные

экспоненциальные законы распределения интервала времени τ между двумя последовательными актами испускания электронов. Параметры λ этих законов случайны и могут принимать одно из трёх возможных значений $\lambda_p, \lambda_0, \lambda_a$ с вероятностями, равными соответственно p_p, p_n, p_a . В качестве λ_0 принимается математическое ожидание параметра интенсивности эмиссии.

$$\lambda_0 = p_p \lambda_p + p_n \lambda_0 + p_a \lambda_a, \quad (1)$$

$$\text{где } p_p + p_n + p_a = 1. \quad (2)$$

Как и в симметричной трёхуровневой модели [6,7], состояние, которому соответствует $\lambda = \lambda_0$, будем называть «нормальным», состояние с $\lambda = \lambda_p$ – «пассивным», а состояние с $\lambda = \lambda_a$ – «активным». Для того чтобы иметь возможность выяснит влияние на уровень шума эффекта асимметрии распределения λ , в дальнейшем будем полагать, что при любых изменениях λ_p и λ_a математическое ожидание λ_0 остаётся неизменным.

Схематическая иллюстрация возможных значений параметра λ и закона его распределения представлена на рис. 1. По горизонтальной оси здесь указаны характерные значения параметра интенсивности эмиссии λ , а по вертикальной – вероятности этих значений p .

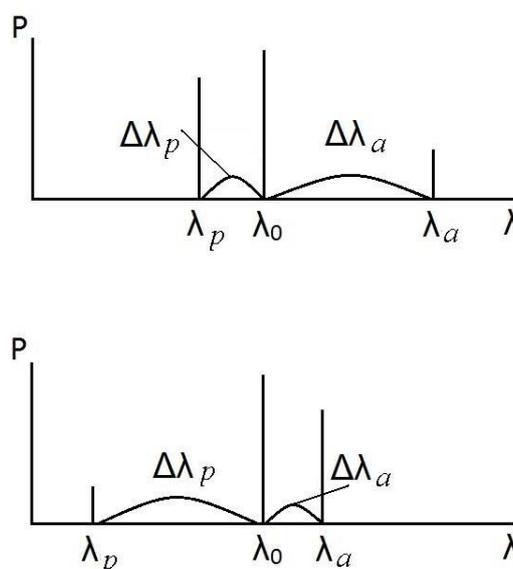


Рис. 1.

В общем случае соотношение длин интервалов

$$\Delta \lambda_a = \lambda_a - \lambda_0,$$

$$\Delta\lambda_p = \lambda_0 - \lambda_p$$

может быть разным. Верхней схеме рис. 1 соответствует $\Delta\lambda_a > \Delta\lambda_p$. Такой тип асимметрии распределения условно можно назвать активным. На нижней схеме $\Delta\lambda_a < \Delta\lambda_p$. Этот тип асимметрии будем называть пассивным. Условие постоянства математического ожидания λ_0 при любом типе асимметрии и изменении величин $\Delta\lambda_a$, $\Delta\lambda_p$, p_a , p_p , p_n следует из выражений (1), (2) и имеет вид

$$p_a \Delta\lambda_a = p_p \Delta\lambda_p. \quad (3)$$

При указанных предположениях безусловная плотность распределения $f(\tau)$ интервала времени τ запишется в виде гиперэкспоненциального закона [11]

$$f(\tau) = p_a \lambda_a \exp(-\lambda_a \tau) + p_n \lambda_0 \exp(-\lambda_0 \tau) + p_p \lambda_p \exp(-\lambda_p \tau) \quad (4)$$

где величины λ_p , λ_0 , λ_a и p_p , p_n , p_a связаны соотношениями (1) и (2).

Как и в [6,7] параметр неоднородности эмиссионных состояний q определим как отношение полуширины интервала $(\lambda_a - \lambda_p)/2$ возможных значений λ к его среднему значению λ_0 , то есть

$$q = \frac{\lambda_a - \lambda_p}{2\lambda_0} = \frac{\Delta\lambda_a + \Delta\lambda_p}{2\lambda_0}. \quad (5)$$

В отличие от симметричной модели, в асимметричной схеме появляется возможность ввести еще один параметр s , характеризующий асимметрию распределения параметра интенсивности эмиссии. Он определяет смещение интервала параметра интенсивности $\Delta\lambda = \lambda_a - \lambda_p$ относительно среднего значения λ_0 в активную или пассивную области значений λ . Определим параметр асимметрии s распределения λ как отношение интервалов $\Delta\lambda_a$ и $\Delta\lambda_p$

$$s = \frac{\Delta\lambda_a}{\Delta\lambda_p}. \quad (6)$$

Таким образом, при $s=1$ асимметричная модель вырождается в симметричную. При $s > 1$ модель характеризуется активным типом асимметрии ($\Delta\lambda_a > \Delta\lambda_p$), при $s < 1$ её асимметрия относится к пассивному типу ($\Delta\lambda_a < \Delta\lambda_p$).

Очевидно, что пределы изменения параметров q и s модели должны удовлетворять определённому ограничению, которое следует из естественного требования физической корректности модели: $\lambda > 0$. В принятых обозначениях оно имеет вид [6,7]

$$\Delta\lambda_p < \lambda_0 \quad (7)$$

Важно отметить, что для асимметричной модели ограничения на пределы изменений ее параметров приобретают вид, отличающийся от аналогичного соотношения для симметричной модели. Теперь из выражения (7) не следует ограничение $q < 1$ на параметр неоднородности эмиссионных состояний $q < 1$, которое имело место в симметричном случае. Согласно выражению (5) величина q может и превышать 1 за счет слагаемого $\Delta\lambda_a$ в правой части указанного соотношения. Теперь требование (7) приводит к ограничению величины параметра асимметрии s . Действительно, из соотношений (5) и (6) следует

$$\Delta\lambda_p = \lambda_0 \frac{2q}{1+s}, \quad (8)$$

$$\Delta\lambda_a = \lambda_0 \frac{2qs}{1+s}. \quad (9)$$

Подставляя (8) в (7), получаем соотношение:

$$s > 2q - 1. \quad (10)$$

Параметр асимметрии может принимать не любые значения, а только те, которые удовлетворяют условию (10).

Введённые параметры q и s модели позволяют выразить коэффициенты λ_p , λ_a и p_p , p_a в равенстве (4) для плотности распределения интервала τ через параметры λ_0 , p_n нормального режима работы эмиттера.

Учитывая, что $\lambda_a = \lambda_0 + \Delta\lambda_a$, а $\lambda_p = \lambda_0 - \Delta\lambda_p$, и используя соотношения (8) и (9) нетрудно получить

$$\lambda_p = \lambda_0 \frac{s+1-2q}{s+1}, \quad (11)$$

$$\lambda_a = \lambda_0 \frac{s+1+2qs}{s+1}. \quad (12)$$

Аналогичным образом, исходя из равенств (1),(2) и принимая во внимание соотношения (5) и (6), выражения для p_p и p_a можно записать так:

$$p_p = \frac{(1-p_n)s}{s+1}, \quad (13)$$

$$p_a = \frac{1-p_n}{s+1}. \quad (14)$$

Подстановка (11)-(14) в (4) приводит к следующему выражению для безусловной плотности распределения интервала τ между двумя последовательными актами испускания электронов

$$f(\tau) = \lambda_0(1-p_n) \frac{s+1+2qs}{(s+1)^2} \exp\left(-\lambda_0 \tau \frac{s+1+2qs}{s+1}\right) + \lambda_0(1-p_n) \frac{s(s+1-2q)}{(s+1)^2} \exp\left(-\lambda_0 \tau \frac{s+1-2q}{s+1}\right) + \lambda_0 p_n \exp(-\lambda_0 \tau). \quad (15)$$

Исследования аномального дробового шума при произвольном законе распределения интервала τ показали [3-5], что коэффициент повышения уровня полного дробового шума $\gamma(\omega)$ относительно уровня Шоттки $eI_0/2\pi$ (e – величина элементарного заряда, I_0 – постоянная составляющая тока эмиссии) зависит от частоты ω , так как с увеличением частоты монотонно уменьшается спектральная плотность аномальной компоненты полного шума. Однако специфика этой зависимости такова, что в диапазоне частот, удовлетворяющем условию $\omega M(\tau) = \omega(e/I_0) \ll 1$ (здесь M – символ взятия математического ожидания), этой зависимостью можно пренебречь, считать спектр равномерным, а коэффициент γ – равным его наибольшему значению $\gamma_0 = \gamma(\omega \rightarrow 0)$. В указанном диапазоне частот коэффициент γ_0 совпадает с квадратом коэффициента вариации интервала

$$\gamma_0 = v^2 = \frac{M(\tau^2)}{[M(\tau)]^2} - 1. \quad (16)$$

Расчёт математических ожиданий $M(\tau)$ и $M(\tau^2)$, соответствующих плотности распределения интервала (15), приводит к следующим результатам:

$$M(\tau) = \frac{1}{\lambda_0} \left\{ p_n + (1-p_n) \left[\frac{1}{1+s+2qs} + \frac{s}{1+s-2q} \right] \right\}, \quad (17)$$

$$M(\tau^2) = \frac{2}{\lambda_0^2} \left\{ p_n + (1-p_n)(1+s) \left[\frac{1}{(1+s+2qs)^2} + \frac{s}{(1+s-2q)^2} \right] \right\}. \quad (18)$$

Подстановка (17) и (18) в (16) даёт окончательное выражение для коэффициента повышения γ_0 уровня полного дробового шума

$$\gamma_0 = 2 \left\{ p_n + (1-p_n)(1+s) \left[\frac{1}{(1+s+2qs)^2} + \frac{s}{(1+s-2q)^2} \right] \right\} \times \left\{ p_n + (1-p_n) \left[\frac{1}{1+s+2qs} + \frac{s}{1+s-2q} \right] \right\}^{-2}. \quad (19)$$

Выражение (19) было использовано для анализа зависимости коэффициента повышения уровня дробового шума γ_0 от основных параметров модели: вероятности нормального эмиссионного состояния p_n , параметра неоднородности эмиссионных состояний эмиттера q и параметра асимметрии s распределения λ . Результаты анализа иллюстрируются кривыми рисунков 2-9.

На рис. 2 показаны кривые зависимости коэффициента повышения шума $\gamma_0 = \gamma_0(p_n)$ от вероятности реализации «нормального» состояния p_n при достаточно низкой величине параметра неоднородности q , равной 0.5. Параметр s асимметрии распределения λ для отдельных кривых принимает значения, равные соответственно 0,05; 0,1; 0,25; 0,4; 1; 2.

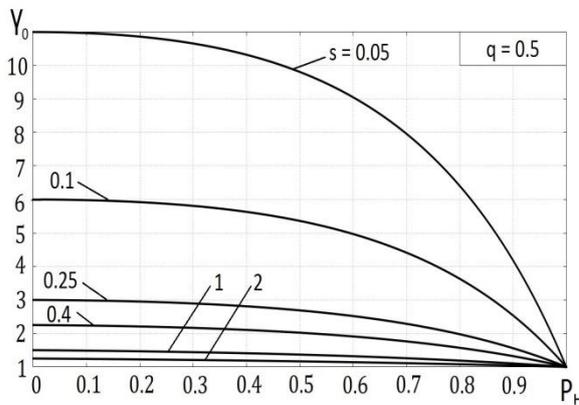


Рис. 2.

Как уже было сказано выше, кривая, для которой $s=1$, описывает симметричный случай. Она может быть использована для сравнения результатов, отвечающих асимметричной модели, с данными, которые были получены для симметричной трёхуровневой схемы [6,7].

С ростом вероятности нормального состояния p_n и уменьшением вероятности аномальных состояний $1-p_n$ коэффициент повышения шума γ_0 монотонно уменьшается. Его наибольшее значение наблюдается при $p_n \rightarrow 0$. Для симметричной модели ($s=1$) оно близко к 1,5. Для асимметричной модели оно может существенно (почти на порядок) отличаться от этой величины.

Общая закономерность, которая характерна для этих кривых, состоит в том, что уменьшение параметра асимметрии при прочих равных условиях вы-

зывает увеличений коэффициента γ_0 . Для $s < 1$ коэффициент повышения шума для асимметричной модели выше, чем для симметричной, при $s > 1$, - ниже.

Кривые, для которых $s < 1$ отвечают случаям, когда аномальный дробовой шум асимметричной модели выше, чем в симметричной модели. При этом $\Delta\lambda_p > \Delta\lambda_a$, а $p_p < p_a$ (см. выражение (3)), и асимметрия носит пассивный характер. Кривая, для которой $s = 2$, а также аналогичные кривые для всех $s > 1$, отвечают случаям, когда аномальный дробовой шум асимметричной модели ниже, чем в симметричной. При этом $\Delta\lambda_a > \Delta\lambda_p$, а $p_a < p_p$ (см. выражение (3)) и, следовательно, асимметрия относится к «активно-му» типу.

Как показали дальнейшие исследования, с ростом степени неоднородности эмиттера q характер кривых $\gamma_0 = \gamma_0(p_n)$ существенно изменяется. Исследование динамики изменения вида указанных кривых потребовало построения серии подобных графиков для различных значений q .

На рис. 3 приведены кривые для $\gamma_0 = \gamma_0(p_n)$ при повышенной величине параметра неоднородности эмиссионных состояний q , равной 0,7. Отдельным кривым этого рисунка отвечают значения s , равные соответственно 0,42; 0,45; 0,5; 0,7; 1; 2.

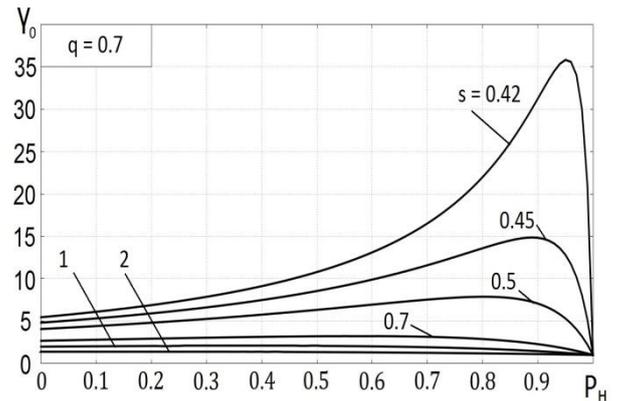


Рис. 3.

Сравнение рисунков 3 и 2 показывает, что при $s > 1$ характер кривых практически не изменился. С увеличением p_n величина γ_0 монотонно уменьшается. Однако при $s < 1$ вид кривых претерпевает существенные изменения. Начиная с $s = 0,5$, у кривых появляются максимумы, положение и высота которых зависят от p_n , s и q . Высота γ_{0max} максимумов с уменьшением s увеличивается, а положение - смещается в сторону более высоких значений p_n . Несмотря на указанные изменения, приведённые кривые подтверждают ранее сделанные выводы. При пассивном типе асимметрии и прочих равных условиях уровень дробового шума асимметричной модели выше, чем у симметричной. Уменьшение параметра асимметрии вызывает увеличение коэффициента повышения шума.

Увеличение параметра неоднородности до величины, равной 0,8, приводит к изменению вида кривых, которое иллюстрируется рисунком 4.

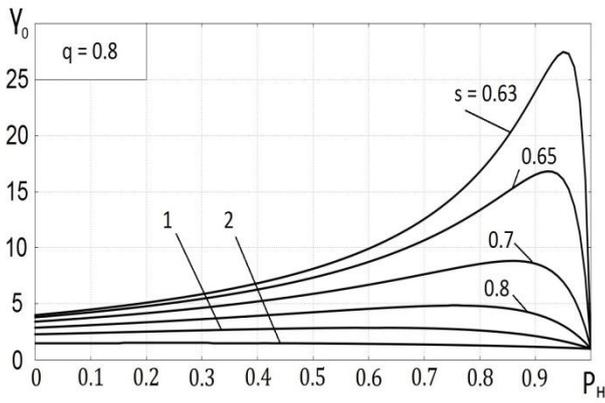


Рис. 4.

Первые максимумы кривых появляются при более высоких значениях параметра q . На предыдущем рисунке первый отчётливый максимум наблюдался при $s=0,5$. На рис. 4 он наблюдается уже при $s=0,8$.

Отмеченную особенность зависимости $\gamma_0 = \gamma_0(\rho_n)$ иллюстрируют и кривые рис. 5, которым соответствует $q=0,9$, а s принимает значения 0,84; 0,88; 0,9; 1, 1,2; 2..

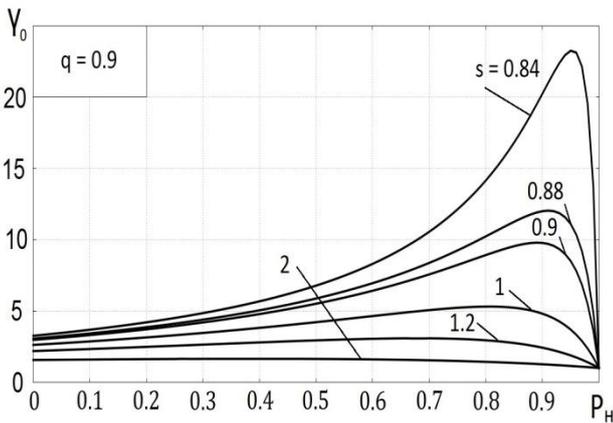


Рис. 5.

На этом рисунке достаточно ярко выраженный максимум наблюдается уже на кривой для $s=1$.

Дальнейшее увеличение параметра неоднородности q приводит к качественному изменению модели. Оно связано с тем, что, начиная с $q=1$, асимметрия пассивного типа не может реализовываться, так как согласно выражению (10), величина s не может принимать значения меньше 1. Используемая модель начинает описывать только активный тип асимметрии. Однако это не сказывается на основных выводах, которые получены из анализа кривых предыдущих рисунков и касаются роста коэффициента повышения шума при увеличении q и уменьшении s . Это обстоятельство иллюстрируют кривые рисунков 6-8.

На рис. 6. представлены кривые зависимости $\gamma_0 = \gamma_0(\rho_n)$ при $q=1$ и значениях s , превышающих 1 и равных соответственно 1,05; 1,1; 1,15; 1,5; 2; 3.

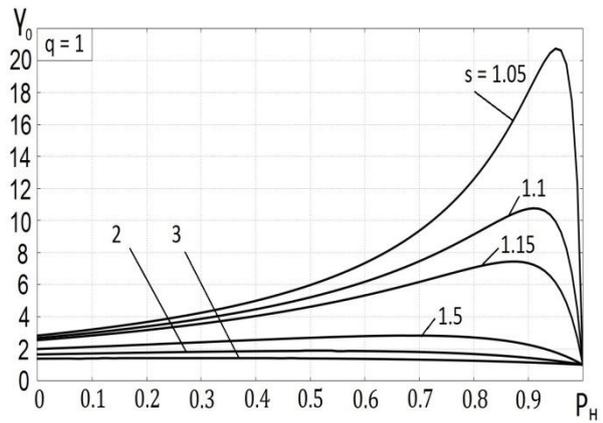


Рис. 6.

Как видно из рис. 6, при $q=1$ характер кривых такой же, как и при $q=0,7; 0,8; 0,9$. Отмеченная «устойчивость» вида кривых $\gamma_0 = \gamma_0(\rho_n)$ сохраняется и при $q>1$. На рис. 7 представлены аналогичные кривые при $q=2$, на рис. 8 – при $q=3$.

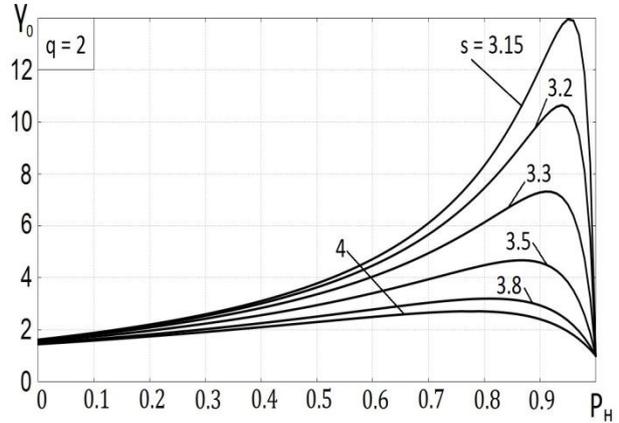


Рис.7.

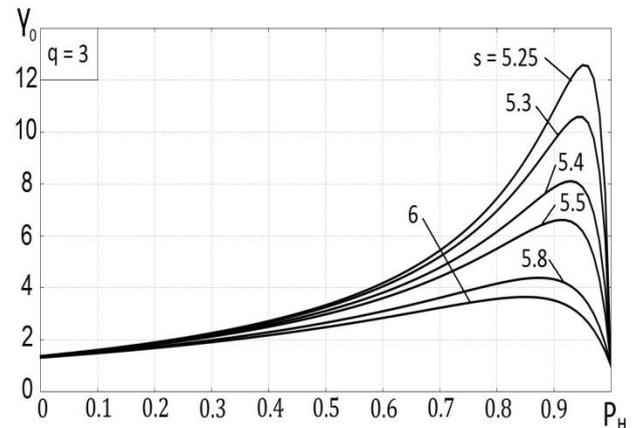


Рис. 8.

Как уже говорилось, построение серии графиков рисунков 2-8 необходимо для оценки максимальных значений γ_{0max} коэффициента повышения уровня дробового шума. Данные указанных рисунков были использованы для выяснения зависимости γ_{0max} от параметра асимметрии s при различной степени неоднородности эмиссионных состояний q . Кривые зависимости $\gamma_{0max} = \gamma_{0max}(s)$ при q , равных соответственно 0,5; 0,7; 0,8; 0,9; 1; 2; 3 приведены на рис. 9. (Нижняя кривая на этом рисунке отвечает

$q=0,5$ и иллюстрирует зависимость от s наибольшего значения $\gamma_{0\max}$.)

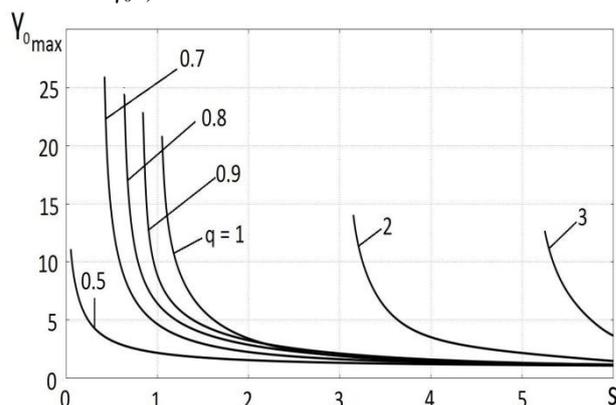


Рис. 9.

Следует отметить, что диапазон изменения параметра s на рисунках 3-8 выбран так, чтобы его наименьшее значение отличалось от предельно допустимого (см. выражение (10)) на величину 5%. (При дальнейшем приближении параметра асиммет-

рии s к предельно допустимому значению и прочих равных условиях значения $\gamma_{0\max}$ возрастают.)

Как следует из рисунка 9, при любом значении параметра неоднородности q , уменьшение параметра асимметрии s ведет к монотонному росту уровня аномального дробового шума. При этом ординаты кривых для $\gamma_{0\max}$ неограниченно возрастают и могут показывать очень высокие значения уровня шума, которые определяются степенью приближения s к предельно допустимому значению. Анализ кривых показывает, что высокие уровни шумов можно наблюдать при различных сочетаниях параметров модели. Так значение $\gamma_{0\max}=15$ может реализовываться при $q=0.7$ и $s=0.5$, а так же при $q=3$ и $s=5.1$.

Таким образом, возникновение асимметрии распределения параметра интенсивности эмиссии является важным дополнительным фактором увеличения уровня дробового шума. Очевидно, что аналогичный эффект может наблюдаться при генерации дробового шума на неоднородных потенциальных барьерах в полупроводниковых приборах [12].

Библиографический список

1. Набоков Ю.И., Авдеев В.Е. Об аномальном дробовом эффекте в приборах с оксидным катодом // Известия АН СССР. Сер. физическая. 1960. Т.33, №3. С. 452-457.
2. Попов А.И., Колпаков Д.Е. О возможном механизме аномально высоких дробовых шумов в ПУЛ // Электронная техника. Сер. 5. Приемно-усилительные лампы. 1971. Вып.1. С. 35-42
3. Шаповалов А.С., Денисов Ю.И. Статистический механизм возникновения аномальных дробовых шумов в потоках носителей заряда // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1985. Т.28, №5. С. 88.
4. Шаповалов А.С. Вероятностные расчёты в физике. Саратов. Изд-во «Саратовский источник». 2015.
5. Шаповалов А.С., Голубенцев А.Ф., Денисов Ю.И. Эмиссионные и шумовые свойства неоднородных эмиттеров. Саратов. Изд-во Саратовского университета. 1983.
6. Инкин М.Г., Мироненко К.В., Минкин Л.М., Шаповалов А.С. Частотные характеристики аномального дробового шума для трехуровневой симметричной модели неоднородного эмиттера // Вопросы прикладной физики. Изд-во Саратовского университета. 2015. Вып. 22. С.48-51
7. Мироненко К.В., Инкин М.Г., Минкин Л.М., Шаповалов А.С. Энергетические характеристики аномального дробового шума для трехуровневой симметричной модели неоднородного эмиттера // Вопросы прикладной физики. Изд-во Саратовского университета. 2015. Вып. 22. С. 52-53.
8. Шаповалов А.С., Инкин М.Г., Мироненко К.В., Минкин Л.М., Шаповалов С.А. Особенности спектра аномального дробового шума неоднородного эмиттера при равномерном распределении параметра интенсивности эмиссии // Вопросы прикладной физики. Саратов. Изд-во Саратовского университета. 2016. Вып. 23. С.
9. Инкин М.Г., Мироненко К.В., Шаповалов А.С. Многоуровневая дискретная модель неоднородного эмиттера и максимальный уровень аномального дробового шума // Вопросы прикладной физики. Саратов. Изд-во Саратовского университета. 2016. Вып. 23. С.
10. Инкин М.Г., Мироненко К.В., Шаповалов А.С. Частотные характеристики аномального дробового шума для многоуровневой дискретной модели неоднородного эмиттера // Вопросы прикладной физики. Саратов. Изд-во Саратовского университета. 2016. Вып. 23. С.
11. Гнеденко Б.В. Курс теории вероятностей. М., 1965.
12. Лукьянчикова Н.Б. Флуктуационные явления в полупроводниках и полупроводниковых приборах. М.,1990.

ASYMMETRIC THREE-LEVEL MODEL OF THE HETEROGENEOUS EMITTER AND THE LEVEL OF THE ANOMALOUS SHOT NOISE CHARACTERISTICS

K.V. Mironenko, M.G. Inkin, A.S. Shapovalov

Saratov State University

A statistical asymmetric three-level model of heterogeneous emitter is offered for studying the features of the anomalous shot noise. The dependence of the level of noise on the parameter of heterogeneity of emitter, degree of asymmetry and probabilistic descriptions of model are determined.

Асимметричная трёхуровневая модель неоднородного эмиттера и уровень аномального дробового шума. Мироненко К.В., Инкин М.Г., Шаповалов А.С. // Вопросы прикладной физики. Вып. 23. – Саратов, 2016. – С.42-44.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАБОТЫ В ТЕРМОДИНАМИКЕ ПРИ НАЛИЧИИ ПОЛЯ СИЛ ТЯЖЕСТИ

А.Ф. Крылов, В.З. Угланова, К.Е. Панкин

Саратовский государственный университет

Крылов Александр Фёдорович, к. ф.- м. н., доцент кафедры нефтехимии и техногенной безопасности

Угланова Варсения Загидовна, к.х.н., доцент кафедры нефтехимии и техногенной безопасности

Саратовский государственный аграрный университет

Панкин Кирилл Евгеньевич, к. х.н., доцент кафедры техносферной безопасности и транспортно-

технологических машин

Предложено уточнение записи выражения элементарной работы в термодинамике газовых систем.

При термодинамическом описании свойств макросистем обычно исходят из аналогии [1,с.600] между записью в дифференциальном виде работы в механике $Q_1dq_1 + Q_2dq_2 + \dots + Q_ndq_n$, где q_i – обобщенные координаты, Q_i – обобщенные силы, и работы в термодинамике

$$A_1da_1 + A_2da_2 + \dots + A_n da_n \quad [2, 3].$$

При этом уравнение первого начала в случае газа, заключенного в емкости, имеющей форму прямоугольного параллелепипеда с изменяющимися длинами ребер a , b в основании и длиной вертикального ребра h , принимает вид уравнения

$$\delta Q = dU + F_a da + F_b db + F_h dh \quad (1)$$

(F_a , F_b , F_h – силы давления на грани параллелепипеда).

В случае идеального газа, находящегося в поле сил тяжести справедлива барометрическая формула $P = k \cdot T \cdot n_0 \exp(-\lambda z)$, в которой $\lambda = mg/kT$. Следовательно, уравнение (1) конкретизируется уравнением

$$\delta Q = d[(3/2) \cdot k \cdot N \cdot T] + (k \cdot N \cdot T / a) da + (k \cdot N \cdot T / b) db + \{k \cdot N \cdot T \exp(-\lambda h) / (-1/\lambda) [\exp(-\lambda h) - 1]\} dh, \quad (2)$$

Последнее уравнение не согласуется с требованием $dS = \delta Q / T$, на что было обращено внимание в публикации [4].

Поэтому определение элементарной работы должно быть расширено до вида

$$\delta W = \sum A_i da_i + g dX_g(a_1, a_2, \dots, a_n, T), \quad (3)$$

где выражение $g dX_g(a_1, a_2, \dots, a_n, T)$ отражает работу, совершаемую газовой системой в поле сил тяжести при пространственном перераспределении частиц. Структура $X_g(a_1, a_2, \dots, a_n, T)$ представляет собой множитель в выражении потенциальной энергии.

В рассматриваемом примере при использовании структуры элементарной работы вида (3) уравнение первого начала для квазистатического процесса принимает форму записи

$$\delta Q = d[(3/2) \cdot k \cdot T \cdot N] + (k \cdot N \cdot T / a) da + (k \cdot N \cdot T / b) db + \{k \cdot N \cdot T \exp(-\lambda h) / (-1/\lambda) [\exp(-\lambda h) - 1]\} dh + g \cdot d \{m \cdot n_0 \cdot a \cdot b \cdot [(-h/\lambda) \exp(-\lambda h) + (\exp(-\lambda h) - 1) \cdot (-1/\lambda^2)]\},$$

а объединенное уравнение термодинамики при наличии соотношения $\delta Q = T dS$ записывается в виде $dS = d[(3/2)kN \ln T + kN \ln(ab) + k\lambda h / mg + kN \ln \omega]$, где $\omega = (-1/\lambda) [\exp(-\lambda h) - 1]$, что свидетельствует о полном согласовании фундаментальных законов термодинамики.

Таким образом, при термодинамическом описании свойств макросистем, находящихся в поле сил тяжести, нельзя во всех случаях ориентироваться на аналогии [1,с.600] между записью в дифференциальном виде работы в механике и работы в термодинамике.

Библиографический список

1. Физический энциклопедический словарь // гл. редактор А.М. Прохоров, 1983.
2. Базаров И.П. Термодинамика. Учебник. 4-е изд., перераб. и доп. М.: Высшая школа, 1991. 376 с.
3. Базаров И.П. Термодинамика. Учебник. 5-е изд., стер. СПб.: Лань, 2010. 377 с.
4. Бабаян В.И., Карнаухова Л.И., Крылов А.Ф. О формах записи закона сохранения энергии в статистической механике и термодинамике. // Вопросы прикладной физики: Межвузовский научный сб. - Саратов: Издательство СГУ, 2003, вып.9, стр.28-29.

THE DEFINITION OF THE THERMODYNAMIC WORK IN PRESENCE OF THE GRAVITY FIELD

Krylov A.F., Uglanova V.Z. Pankin K.E.

Saratov State University

Saratov State Agrarian University

The more accurate definition of the thermodynamic work is proposed.

Крылов А.Ф., Угланова В.З., Панкин К.Е. Определение работы в термодинамике при наличии поля сил тяжести // Вопросы прикладной физики. Вып. 23.– Саратов, 2016. – С.50.

СОВРЕМЕННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО СОЗДАНИЮ АТОМОВ АНТИВОДОРОДА

С.В. Чурочкина

Саратовский национальный исследовательский
государственный университет имени Н.Г. Чернышевского
Чурочкина Светлана Викторовна, к.ф.-м.н., доцент,

кафедра компьютерной физики и метаматериалов на базе института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

В этой работе рассматривается способ получения атомов антиводорода и дан краткий обзор современного состояния спектроскопии этого атома.

Антиводород $\bar{H} \equiv \bar{p}e^+$ – позитрон, связанный с антипротоном, – является простейшим атомом антивещества, двойником атома водорода, основного элемента нашей Вселенной, представляющего собой детально исследованную и наиболее понятную из систем, используемых в физических исследованиях. Сравнение спектров обеих систем с высокой разрешающей способностью будет являться чувствительным тестом СРТ-симметрии, которая является основной фундаментальной симметрией в стандартной

модели физики элементарных частиц.

В рамках квантовой теории поля Герхартом Людерсом и Вольфгангом Паули была доказана фундаментальная теорема: **Квантовые системы инвариантны относительно СРТ-преобразования в любой последовательности.** Следствием СРТ-инвариантности (инвариантность относительно зарядового сопряжения, пространственной инверсии и обращения времени) является равенство масс и времен жизни частицы и античастицы.



Рис. 1. Схематичное изображение атомов водорода и антиводорода.

В рамках квантовой теории поля Герхартом Людерсом и Вольфгангом Паули была доказана фундаментальная теорема: **Квантовые системы инвариантны относительно СРТ-преобразования в любой последовательности.** Следствием СРТ-инвариантности (инвариантность относительно зарядового сопряжения, пространственной инверсии и обращения времени) является равенство масс и времен жизни частицы и античастицы.

В силу СРТ-инвариантности, если в природе происходит некоторый процесс, то точно с такой же вероятностью может происходить СРТ-сопряженный процесс, в котором частицы заменены соответствующими античастицами, проекции их спинов и импульсов изменили знак, а начальное и конечное состояния поменялись местами.

СР-преобразование заменяет частицу на античастицу и изменяет знак импульса. Т-преобразование меняет местами начальное и конечное состояния и изменяет направления импульсов и спинов.

Согласно СРТ-теореме, в предположениях о справедливости лоренц-инвариантности и локальности взаимодействия свойства вещества и антивещества должны совпадать. В частности, спектры H и \bar{H} должны быть одинаковыми.

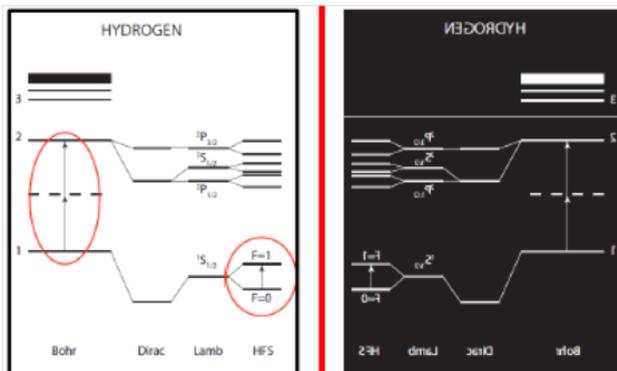


Рис. 2. Схемы уже известного спектра атома водорода и ожидаемого (согласно СРТ-теореме) спектра атома антиводорода.

Нарушение СРТ означало бы нарушение лоренц-инвариантности и свидетельствовало бы об

изменении свойств пространства-времени на малых масштабах. Обнаружение этого нарушения

позволило бы, в частности, разобраться с проблемой отсутствия антивещества во Вселенной. Таким образом, любое измеряемое различие в спектрах водорода и антиводорода будет указывать на нарушение СРТ и, следовательно, на новую физику.

Исторически сложилось так, что высокоточная спектроскопия атомов водорода вдохновила на развитие многочисленных экспериментальных методов. Это привело к частотно-гребенчатой оптической двухфотонной спектроскопии $1S-2S$ перехода, в которой была достигнута значительная точность 4.2×10^{-15} [1], соответствующая абсолютной разрешающей способности по частоте 10 Гц. Другие экспериментальные усилия были сфокусированы на точной спектроскопии сверхтонкого расщепления основного состояния с использованием водородного лазера. Здесь частота перехода сверхтонкого расщепления основного состояния ν_{HFS} от ~ 1.4 ГГц была измерена с абсолютной точностью 1 мГц [2], что соответствует относительной точности 7.0×10^{-13} .

Теоретическое значение ν_{HFS} (анти)водорода очень хорошо известно и пропорционально магнитному моменту (анти)протона $(\mu_p)\mu_p$.

Лидирующий член:

$$\nu_{\text{HFS}} = \frac{16}{3} \left(\frac{m_p}{m_p + m_e} \right)^3 \frac{m_e}{m_p} \frac{\mu_p}{\mu_N} \alpha^2 c R_\infty (1 + \delta) \cong 1.42 \text{ ГГц}$$

где α - постоянная тонкой структуры; c - скорость света; μ_N - ядерный магнетон; m_p, m_e - массы протона и электрона соответственно; δ определяется квантовоэлектродинамическими поправками более высокого порядка и поправками, учитывающими сильное взаимодействие ($\delta \sim 10^{-3}$); теоретическая неопределенность δ составляет $\sim 10^{-6}$.

В ближайшем будущем планируется провести эксперимент, который будет состоять в точном измерении сверхтонкого расщепления основного состояния для антиводорода.

Как показали теоретические исследования, наиболее чувствительной к гипотетическому СРТ-нарушению будет разница энергий не между $1S$ и $2S$, а между двумя очень близкими по энергии уровнями, на которые расщепляется основное состояние электрона в водороде (см. рис. 3) - это так называемое сверхтонкое расщепление уровня энергии. Эти два состояния обладают одинаковым электронным распределением, но в них по-разному ориентированы спины протона и электрона относительно друг друга. Состояние, когда спины противоположны и полный спин атома равен нулю, обладает чуть-чуть меньшей энергией, чем состояние, когда спины электрона и протона параллельны. Эта разница энергий очень маленькая, в миллион раз меньше расстояния до возбужденного уровня $2S$, однако и она измерена с огромной точностью, больше чем одна триллионная (7.0×10^{-13}). Кстати, это расщепление очень важно для астрофизики - оно дает знаменитую радиолинию межзвездного водорода с длиной волны 21 см.

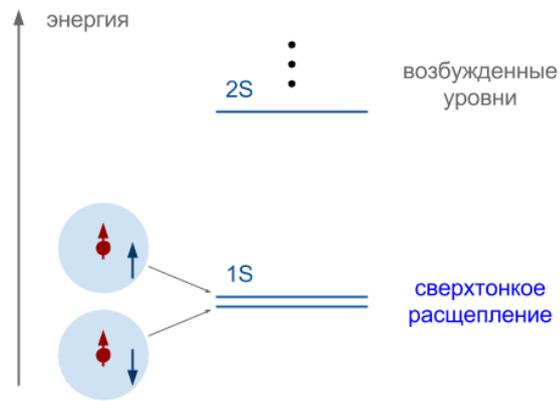


Рис. 3. Основное состояние атома водорода при отсутствии внешнего магнитного поля расщепляется на два близких уровня с разной взаимной ориентацией спинов протона и электрона (сверхтонкое расщепление). Разница в их энергии примерно в миллион раз меньше энергии до ближайшего возбужденного состояния

Таким образом, для сверхточного измерения возможного СРТ-нарушения от экспериментаторов требуется

Первое: создать антиводород;

Второе: зарегистрировать в нем сверхтонкое расщепление основного уровня;

Третье: измерить его величину с максимальной точностью и сравнить результат с данными по обычному водороду.

Этой цели посвящена большая программа экспериментальных исследований, которые проводятся в разных исследовательских центрах мира.

1. Изучение антиводорода: некоторые исторические аспекты

Как известно, античастицы (позитроны, антипротоны и т. д.) получить несложно: достаточно разогнать частицы до энергий в несколько ГэВ и направить этот поток на любую мишень. Тогда в столкновениях будет рождаться множество частиц, и иногда среди них будут встречаться частицы антивещества и даже антиядра. С помощью электрических или магнитных полей можно разделять частицы разного сорта, и таким образом можно получить поток антипротонов или позитронов. Все это физики научились делать более полувека назад.

Получение атомов антиводорода - задача куда более сложная. Просто совмещать друг с другом потоки позитронов и антипротонов бесполезно. Энергии частиц велики, их концентрация, наоборот, мала, так что даже если антипротон и позитрон случайно столкнутся, они просто разлетятся и не образуют атом. Для получения атомов антивещества частицы требуется накопить, а потом *охладить*, то есть на несколько порядков уменьшить их скорости. Это сама по себе непростая задача, ведь антивещество не может долго находиться в контакте с обычной материей, оно аннигилирует. (Впрочем, аннигиляция происходит вовсе не моментально, и если запустить позитрон в вещество, то он проживет «довольно бурную жизнь» перед тем, как

исчезнуть.)

Помимо этого, даже если атомы антивещества получены, их еще требуется удержать и как-то зарегистрировать. Обычно их для этого удерживают в ловушках, стараясь избежать контакта со стенками. Но даже в условиях глубокого вакуума в ловушке все равно летают молекулы обычного вещества, которые могут проаннигилировать с антиматерией, так что и эта задача оказывается совсем непростой. В общем, уже этот небольшой список очевидных трудностей наводит на мысль, что получение и тем более изучение антивещества – задача очень непростая в техническом плане.

Впервые 11 атомов антиводорода с энергией ~ 1 ГэВ были получены на накопительном кольце антипротонов LEAR в ЦЕРНе в опыте, [3] продолжавшемся два месяца [3]. Цель эксперимента [3] состояла именно в получении, в доказательстве существования антиводорода в природе. Пучок антипротонов соударялся со струей ксенона плотностью 3×10^{15} атомов см^{-2} , служившей в качестве внутренней мишени. При столкновении антипротона с ядром ксенона происходило образование электрон-позитронной пары, причем позитрон рождался в одном из связанных состояний в поле антипротона, главным образом в $1S$ -состоянии. Сечение этого процесса чрезвычайно мало: $\sim 6 \times 10^{-33}$ см^2 . Тем не менее, три отличительные черты, свойственные антиводороду (способность проникать сквозь магнитные поля, следующая из электрической нейтральности, аннигиляция позитрона и антипротона в веществе детектора), позволили снизить количество событий, которые могут относиться к фону, до двух из указанных выше одиннадцати (с достоверностью 95%). Позже 30 атомов антиводорода были получены в аналогичном опыте в Лаборатории им. Э. Ферми [4].

В настоящее время в ряде лабораторий мира (CERN, FNl, KEK и др.) проводятся опыты с целью получения и изучения атомов антиводорода. Лидирует в этом направлении ЦЕРН, где на установке AD (замедлитель антипротонов), который уменьшает энергию антипротонов до 5 МэВ, проводятся эксперименты ATHENA и ATRAP [5, 6].

Так, в 2002 году два эксперимента, ATHENA и ATRAP, сообщили [7] о создании антиводорода в количестве тысячи атомов, а совсем недавно, в 2011 году, коллаборация ALPHA смогла не просто получить антиводород, но и удерживала его в ловушке свыше 15 минут [8].

Разумеется, все эти группы занимались не только производством антиводорода, но и изучением его свойств. В частности, коллаборация ALPHA впервые зарегистрировала [9] сверхтонкое расщепление основного состояния в атоме антиводорода. Точность измерения была, конечно, очень низкой из-за малого количества атомов, но даже не в этом дело. Во всех этих экспериментах антиводород захватывается и изучается в магнитных ловушках. Но магнитное поле существенно влияет на структуру энергетических уровней атомов, причем не просто сдвигает, но и «размывает» их по

энергии. Это все ограничивает ту точность, на которую могут рассчитывать спектроскопические измерения антиводорода, а значит, резко уменьшает шансы обнаружить слабые отличия между спектром водорода и антиводорода, о которых говорилось выше.

Именно преодоление этой «магнитной проблемы» является одной из главных целей коллаборации ASACUSA (одной из групп, изучающих в ЦЕРНе свойства антиматерии). Она не хочет измерять их «на лету» и без каких-либо магнитных полей. Это означает, что между местом создания антиводорода (где неизбежно присутствуют магнитные поля) и местом его изучения должна быть дистанция в несколько метров. Кроме того, поток антиводорода должен быть достаточно интенсивный, а его скорость мала, чтобы за время пролета антиатомов сквозь установку, физики успели получить заметный сигнал от сверхтонкого расщепления.

Для выполнения этих задач коллаборация ASACUSA разработала, установила и отладила комбинацию из нескольких экспериментальных установок для удержания, замедления и объединения позитронов и антипротонов, а также для работы со сверхтонкими состояниями водорода и их детектирования. Последние несколько лет ASACUSA регулярно сообщала о промежуточных этапах работы, и вот сейчас им наконец-то удалось сделать первый важный шаг на пути к запланированному измерению – линия производства антиводорода заработала и готова к экспериментам.

2. Источник антиводорода для сверхтонкой спектроскопии атомов «на лету»

В отличие от «настоенных» экспериментов с материей, спектроскопия антиводорода требует сложных аппаратов для получения трудноуловимых атомов антивещества. Кроме того, атомы антиводорода не могут быть помещены в контейнер, изготовленный из материи, т.к. атомы незамедлительно аннигилируют. Чтобы справиться с этой сложностью, коллаборации ALPHA и ATRAP планируют спектроскопию \bar{H} , заключаемого в магнитные ловушки с эффективной потенциальной глубиной всего ~40 мэВ на антипротонном замедлителе в ЦЕРНе. Недавно обе коллаборации сообщили о заключении в ловушку \bar{H} в основном состоянии [8,10,11]. Более того, объединение ALPHA наблюдало индуцированные сверхтонкие переходы у атомов антиводорода, заключенных в ловушке. Тем не менее, для заключения \bar{H} в ловушку требуются сильные градиенты магнитного поля, которые расширяют ширину линии перехода и снижают экспериментальную точность. Таким образом, можно принять альтернативную стратегию – Раби-подобную спектроскопию сверхтонкого расщепления основного состояния антиводорода, которая основывается на поляризованных пучках антиатомов. Эта схема использует так называемую параболическую ловушку, которая представляет собой комбинацию магнитного поля, создаваемого

уникальным узлом, состоящим из сверхпроводящих катушек анти-Гельмгольца и множественных кольцевых электродов для электростатического манипулирования заряженными плазмами в ловушке. Градиент магнитного поля, произведенный параболическим магнитным полем, вызывает силовое воздействие на атомы антиводорода. Атомы, обладающие энергией, увеличивающейся в магнитном поле и соответствующей $(F, M) = (1, -1)$ и $(1, 0)$ (см. рис. 4), преимущественно, проходят вдоль оси ловушки, в то время как атомы, обладающие энергией, уменьшающейся в магнитном поле и соответствующей $(F, M) = (1, 1)$ и $(0, 0)$ (см. рис. 4), расфокусированы, что приводит к спин-поляризованному пучку. Затем, атомы

пропускаются через микроволновый резонатор, фокусируются спин-селектором (секступольным магнитом) и, наконец, регистрируются детектором антиводорода. Когда микроволновая частота равна частоте сверхтонкого перехода, состояния с энергией, увеличивающейся в магнитном поле, конвертируются в состояния с энергией, уменьшающейся в магнитном поле, и дефокусируются секступольным магнитом. В отличие от спектроскопических техник, основанных на заключенном в ловушку антиводороде, антиатомы энергией в несколько мэВ могут быть направлены в область слабого магнитного поля. Это позволит получить точность спектроскопии «на лету» на уровне 10^{-7} , или выше.

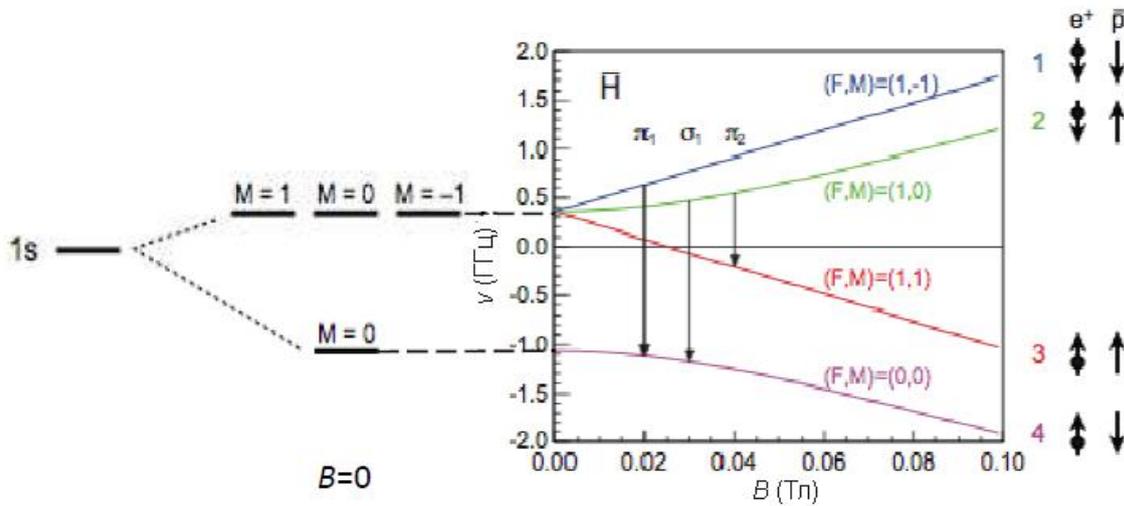


Рис. 4. Схема энергетических уровней сверхтонкой структуры в основном состоянии атома антиводорода.

В то время как переход $1S-2S$ является в первую очередь электрическим явлением, сверхтонкая структура, преимущественно, имеет магнитное происхождение. В основном, это обусловлено взаимодействием магнитных моментов позитрона μ_{e^+} и антипротона $\mu_{\bar{p}}$. Основное состояние распадается на два подуровня: для параллельных магнитных моментов ($F=0$, синглетное состояние), в этом случае эффективный потенциал взаимодействия двух тел притягивающий, а в другом случае эффективный потенциал взаимодействия отталкивающий ($F=1$, триплетное состояние). Частота перехода ν_{HFS} , соответствующая переходу $F=0 \rightarrow F=1$, при нулевом магнитном поле пропорциональна первому порядку прямого произведения μ_{e^+} и $\mu_{\bar{p}}$. Поправки Земаха и ядерной поляризуемости приводят к отклонению от вычислений первого порядка на уровне ~ 40 ppm [12]. В сочетании с независимыми измерениями магнитных моментов протона и антипротона [13,14], точное определение сверхтонкого расщепления основного состояния накладывает ограничения на СРТ-симметрию электрического и магнитного формфакторов двух частиц. Это устанавливает необходимость в дополнительном испытании СРТ-симметрии внутренней структуры протонов и антипротонов.

В этой работе описан принцип работы источника антиводорода с использованием параболической ловушки для Раби-подобной спектроскопии пучков атомов антиводорода. В рассматриваемом эксперименте значительная часть атомов антиводорода, находящихся в квантовых состояниях ниже $n=29$, были обнаружены на 2.7 м ниже области их возникновения, там, где возмущающие остаточные магнитные поля малы. Количество атомов антиводорода в час оценивается в ~ 25 . Этот эксперимент является важным шагом на пути к планируемой точной спектроскопии сверхтонкого расщепления основного состояния антиводорода.

2.1 Технология получения антиводорода: экспериментальная установка

Для достижения поставленной цели – получения антиводорода – была разработана экспериментальная установка [15], изображенная на рисунке 5.

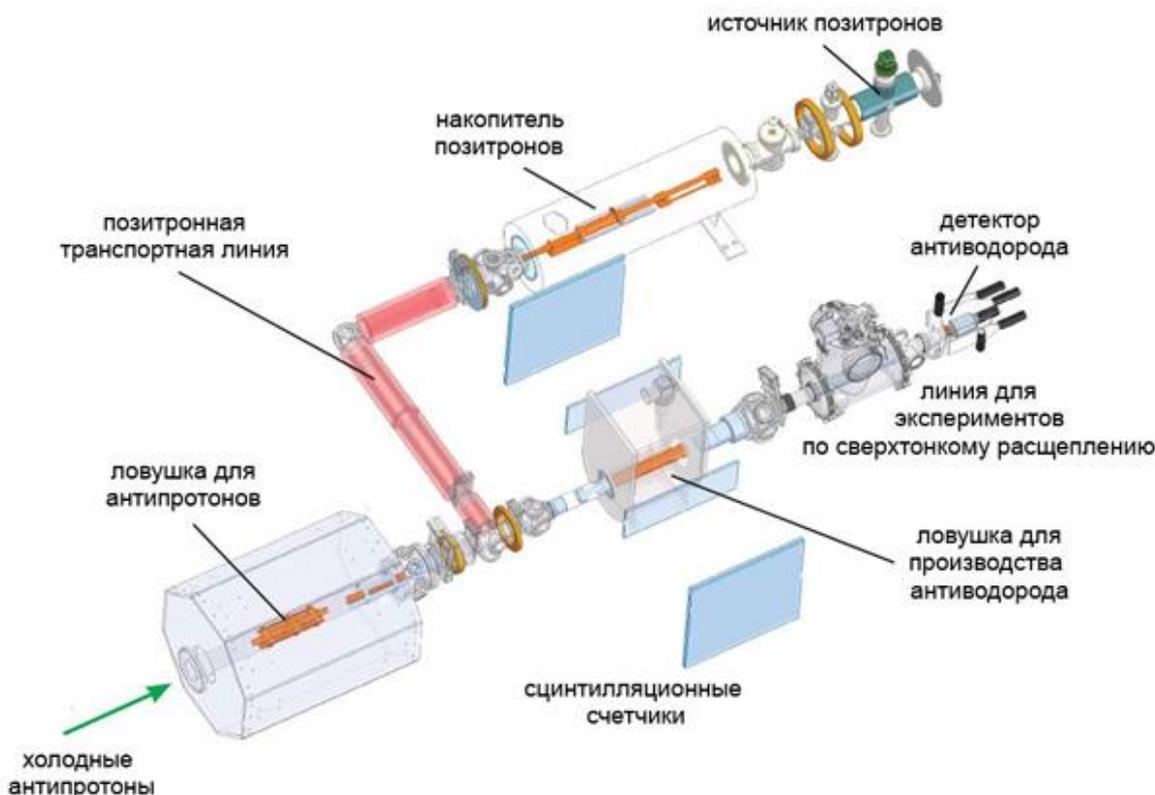


Рис. 5. Схема экспериментальной установки.

Она состоит из источника пучка ультрамедленных антипротонов, позитронного накопителя, транспортных линий ультранизкоэнергетического пучка и параболической ловушки, которая представляет собой суперпозицию сильного градиента магнитного поля, которое обеспечивается за счет ансамбля сверхпроводящих анти-Гельмгольцевских катушек и электростатического потенциала. Для подготовки антипротонной и позитронной плазм использовались ловушки Пеннинга-Малмберга. Они включают в себя однородное сильное аксиальное магнитное поле и электростатический потенциал. Во всех случаях множественные кольцевые электроды вводились в соответствующие магниты для электростатического манипулирования заключенными в ловушку плазмами. Два сцинтилляционных модуля помещены на каждой стороне параболического магнита, которые использовались для детектирования пионов, созданных аннигиляцией антипротонов. Этот отслеживающий детектор предоставляет информацию о распределении местоположений антипротонных аннигиляций. Ниже параболической ловушки располагается линия для экспериментов по сверхтонкому расщеплению. Она состоит из микроволнового резонатора для индуцирования переворотов спина в \bar{H} , сверхпроводящего секступольного магнита для анализа состояния спина и антиводородного детектора. В описанном эксперименте микроволновый резонатор не используется, и детектор помещен на 2.7 м ниже области получения \bar{H} .

Антипротоны в 5.3 МэВ из антипротонного замедлителя проходят через радиочастотный четырехполюсный замедлитель, что сокращает их

энергию до 115 кэВ. Затем, частицы проходят через тонкие (замедляющие) фольги (две двухосносориентированные фольги из полиэтилентерефталата с поверхностной плотностью $90 \mu\text{г см}^{-2}$) и заключаются в антипротонную ловушку источника пучка ультрамедленных антипротонов. Уникальная схема последовательного сочетания радиочастотного четырехполюсного замедлителя и ловушки источника пучка ультрамедленных антипротонов позволяет использовать в 5-50 раз больше антипротонов (численностью более 10^6) в цикле антипротонного замедлителя, чем в других антиводородных экспериментах. В ловушке источника пучка ультрамедленных антипротонов антипротоны электрон-охлаждены и радиально сжаты вращающимся электрическим полем. Эта процедура подготовки делает возможной эффективную передачу пучка ультранизкоэнергетических антипротонов в ловушку.

Подытоживая все выше сказанное, можно кратко сказать, что экспериментальный комплекс для измерения сверхтонкого расщепления в антиводороде состоит из двух рукавов, по которым антипротоны и позитроны поступают в общую установку и объединяются там с образованием атомов антиводорода. Антипротоны производятся ЦЕРНом отдельно и поставляются в ASACUSA уже в предварительно охлажденном виде. Здесь они замедляются еще сильнее, захватываются в антипротонную ловушку и накапливаются там для дальнейшего использования.

Позитроны получают иначе – в результате распада радиоактивного изотопа ^{22}Na активностью 0.6 ГБк. Они вылетают из распавшегося ядра с большой скоростью, и поэтому их тоже требуется охлаждать. Вначале они теряют свою энергию,

проходя через «неоновый лед» – слой твердого неона, осажденный на стенки конической воронки вблизи источника. Затем позитроны попадают в камеру с газовой смесью N_2/CF_4 , замедляются еще больше, после чего их уже можно удерживать и накапливать в позитронной ловушке. Повторяя эту процедуру, можно загрузить, как правило, 3×10^7 позитронов в параболический магнит за ~10 мин.

Таким образом, после того как будет набрано несколько миллионов антипротонов и позитронов, эти ловушки открываются, и оба облачка частиц

поступают в единую камеру для объединения в атомы антиводорода.

2.2 Получение антиводорода в параболической ловушке

Для производства атомов антиводорода используется конфигурация вложенной потенциальной ямы, как показано на рисунке 6, слева, расположенная на локальном максимуме параболического магнитного поля.



Рис. 6. Идея соединения позитронов и антипротонов для образования антиводорода в электростатической ловушке необычной формы. Большой электростатический потенциал означает большую потенциальную энергию для позитронов и маленькую – для антипротонов. Манипуляция с потенциалом и настройка энергии антипротонов позволяют эффективно объединить два облака частиц, и в области их пересечения происходит синтез антиводорода (см. пояснения в тексте). Стрелка показывает направление, с которого в ловушку впрыскиваются антипротоны.

Моделирования предсказывают, что когда смещение позитронов и антипротонов осуществлено в этом положении параболическое магнитное поле усиливает поляризацию атомов \bar{H} , которые вытекают по направлению вниз и проходят минимум магнитного поля. Около 3×10^5 антипротонов из ловушки источника пучка ультрамедленных антипротонов впрыскивается в позитронную плазму, хранящуюся во вложенной потенциальной яме. Кинетическая энергия антипротонового пучка устанавливается немного выше потенциальной энергии плазмы (см. рис. 6) для того, чтобы избежать существенного нагрева, индуцированного антипротонным впрыскиванием. В отличие от заряженных частиц, заключенных во вложенной потенциальной яме, электрически нейтральные антиводородные атомы покидают эту конфигурацию потенциала.

Проще говоря, так как антипротоны и позитроны имеют противоположные электрические заряды, следовательно, их нельзя удерживать в одном и том же электрическом поле. Однако можно сделать вот что. Вначале в центре ловушки создают электростатический потенциал двугорбой формы (рис. 6, слева) и помещают туда позитроны. Положительно заряженные позитроны «чувствуют» потенциальную яму в центре ловушки, ограниченную барьерами по бокам, поэтому они спокойно сидят внутри ловушки и ждут своей участи.

Если впустить отрицательно заряженные антипротоны в тот же самый потенциал, то они просто пролетят его насквозь, не задержавшись в центре – ведь для них повышенный потенциал означает *понижение* потенциальной энергии.

Поэтому на втором этапе потенциал с одного края поднимают, что уменьшает потенциальную энергию антипротонов и позволяет впустить их с этого края (рис. 6, в центре). Двигаясь в этом уменьшающемся потенциале, антипротоны замедляются, так как их потенциальная энергия увеличивается. Их энергия подбирается с таким расчетом, чтобы они еле-еле смогли доползти до позитронного облака. Ловушка затем закрывается, и в ней оказываются пойманными два перекрывающихся облака античастиц (рис. 6, справа). В области их пересечения и образуются атомы антиводорода.

Для отслеживания антиводородного синтеза подготавливают потенциальную яму полевой ионизации на 20 см ниже области смешивания. Атом антиводорода в состоянии Ридберга с главным квантовым числом n ионизируется полем, если выполнено условие $n \geq (3.2/\epsilon)^{1/4} \times 10^2$, где ϵ ($V \cdot cm^{-1}$) является напряженностью электрического поля. Средняя напряженность электрического поля равна $139 V \cdot cm^{-1}$ ($93 V \cdot cm^{-1}$ на оси), которая может ионизировать полем атомы антиводорода с $n \geq 39$. Здесь определяют среднюю напряженность электрического поля, которая является средним значением поля усредненного по всему радиусу ловушки. Полученные в результате антипротоны попадают в ловушку в потенциальной яме полевой ионизации. Когда эта яма открыта, частицы ускользают из ловушки, аннигилируют и подсчитываются на детекторе пионов. В такой схеме прямого впрыска обычно 75 событий ионизации полем получаются в интервале времени 80 с. Для исследования временной эволюции формирования антиводорода, во время процесса смешивания потенциальная яма полевой ионизации

периодически открывается и закрывается. Максимум достигается через ~ 20 с, с последующим медленным снижением, которое объясняется осевым разделением антипротонов и позитронов. Когда осевая энергия антипротонов падает ниже потенциальной энергии позитрона, синтез \bar{H} прекращается.

2.3 Дальнейший полет атомов антиводорода

Поскольку атомы нейтральны, электро-

статический потенциал уже не ограничивает их движение, и они свободно «вываливаются» из ловушки. В той же ловушке имеется и магнитное поле сложной формы, которое может разделять состояния антиводорода с разным спином, на которые расщепляется основной энергетический уровень (рис. 4). В результате на выходе из ловушки будет идти строго поляризованный поток атомов антиводорода (рис. 8).

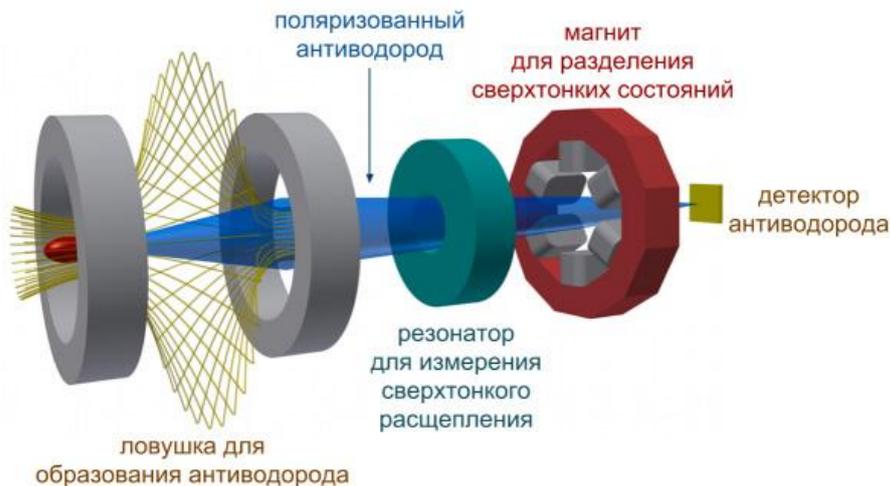


Рис. 8. Исследовательский участок в установке ASACUSA. Сложное магнитное поле внутри ловушки разделяет состояния с разным спином, так что на выходе получается поляризованный поток антиводорода. В микроволновом резонаторе при подходящей частоте происходят перекидывания между состояниями с разным спином, которые блокируются секступольным магнитом. Измеряя количество прошедших атомов в детекторе антиводорода, можно узнать эффективность процесса перекидывания и тем самым аккуратно измерить величину сверхтонкого расщепления. В описываемых экспериментах резонатор был пока выключен.

Такой антиводород можно транспортировать далеко, на расстояние в несколько метров от места получения. Магнитные поля в этом месте будут уже исключительно слабые, и они не будут мешать экспериментам по измерению сверхтонкого расщепления. Ну а само это измерение будет осуществляться стандартным для атомной физики способом. Атомы пролетают сквозь резонатор со слабым магнитным полем и со стоячей радиоволной. Когда частота волны совпадает с разностью частот между разными состояниями в сверхтонком расщеплении, начинается резонансный процесс перекидывания атомов из одного состояния в другое. Частоту радиоволны можно настраивать с очень высокой точностью, что позволит с такой же точностью измерять расщепление уровней. Оценки показывают, что относительная точность порядка 10^{-7} вполне достижима в эксперименте ASACUSA.

Таким образом, можно подытожить, что уже разработан источник для спектроскопии сверхтонкого расщепления основного состояния антиводорода «на лету». И это, конечно, только начало. На пути к полноценному измерению сверхтонкого расщепления в антиводороде коллаборации ASACUSA предстоит преодолеть еще

несколько технических трудностей. Например, для уменьшения статистической погрешности надо существенно увеличить количество изготовленных атомов антиводорода. Другая, более сложная задача – научиться получать не просто атомы антиводорода, а атомы в основном энергетическом состоянии. Пока что зарегистрированный поток антиводорода состоит из атомов как в основном, так и в возбужденных состояниях, вплоть до сильно возбужденных уровней с главным квантовым числом $n=43$. Экспериментаторам надо научиться перекидывать такие атомы в основное состояние, причем за достаточно короткое время. Но это общая трудность для всех экспериментов с антиводородом, ASACUSA тут не исключение. Тем не менее, поскольку технически сложный ключевой этап всей методики удалось успешно реализовать, можно надеяться, что реальные физические измерения уже не за горами.

К тому же рассмотренный эксперимент открывает дорогу к разнообразным другим заманчивым экспериментам, таким как оптическая спектроскопия и исследования принципа слабой эквивалентности.

Библиографический список

1. Parthey, C.G. Improved Measurement of the Hydrogen $1S-2S$ Transition Frequency / C.G. Parthey, A. Matveev, et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2011. Vol. 107, No. 20. P. 203001-1–203001-5.
2. Ramsey, N. Atomic hydrogen hyperfine structure experiments. In *Quantum Electrodynamics* N. F. Ramsey / edited by T. Kinoshita. Singapore : World Scientific, 1990. P. 673–695.
3. Baur, G. Production of antihydrogen / G. Baur, G. Boero, et al. // *Phys. Lett. B.* 1996. Vol. 368, No. 3. P. 251–258.
4. Blanford, G. Observation of Atomic Antihydrogen / G. Blanford, D.C. Christian, K. Gollwitzer, M. Mandelkern, C.T. Munger, J. Schultz, and G. Zioulas // *Phys. Rev. Lett.* 1998. Vol. 80, No. 14. P. 3037–3040.
5. Holzscheiter, M.H. Antihydrogen production and precision experiments / M.H. Holzscheiter, G. Bendiscioli, A. Bertin, G. Bollen, et al. // *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*. 1997. Vol. 56A, No. 1-2. P. 336 – 348.
6. Gabrielse G. (ATRAP Collab.) The production and study of cold antihydrogen / G. Gabrielse, J. DiSciaccia, S. Ettenauer, K. Marable , et al. // SPSC-2013-007/SPSC-114 (GeneÁve: CERN, 2013).
7. Amoretti, M. Production and detection of cold antihydrogen / M. Amoretti, C. Amsler, G. Bonomi, A. Bouchta, et al. // *Nature*. 2002. Vol. 419, No. 6906. P. 456–459.
8. Andresen, G.B. Confinement of antihydrogen for 1000 seconds / G.B. Andresen // *Nature Physics*. 2011. Vol. 7. P. 558–564.
9. Amole, C. Resonant quantum transitions in trapped antihydrogen atoms / C. Amole, M.D. Ashkezari, M. Baquero-Ruiz, W. Bertsche, et al. // *Nature*. 2012. Vol. 483, No. 7390. P. 439–443.
10. Andresen, G. B. Trapped antihydrogen / G.B. Andresen, M.D. Ashkezari, M. Baquero-Ruiz, W. Bertsche, et al. // *Nature*. 2010. Vol. 468, No. 7324. P. 673–676.
11. Gabrielse, G. Trapped antihydrogen in its ground state / G. Gabrielse, R. Kalra, W. S. Kolthammer, R. McConnell, et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2012. Vol. 108. P. 113002-1–113002-4.
12. Eides, M.I. Theory of light hydrogenlike atoms / M.I. Eides, H. Grotch, V.A. Shelyuto // *Phys. Rep.* 2001. Vol. 342, No. 2. P. 63–261.
13. Ulmer, S. Observation of spin flips with a single trapped proton / S. Ulmer, C.C. Rodegheri, K. Blaum, H. Kracke, A. Mooser, W. Quint, and J. Walz // *Phys. Rev. Lett.* 2011. Vol. 106. P. 253001-1–253001-4.
14. DiSciaccia, J. One-particle measurement of the antiproton magnetic moment / J. DiSciaccia, M. Marshall, K. Marable, G. Gabrielse, et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2013. Vol. 110. P. 130801-1–130801-4.
15. Kuroda, N. (ASACUSA Collab.) A source of antihydrogen for in-flight hyperfine spectroscopy / N. Kuroda, S. Ulmer, D.J. Murtagh, S. Van Gorp, et al. // *Nature Commun.* 2014. Vol. 5. P. 3089–3092.

THE UP-TO-DATE EXPERIMENTS ON PRODUCTION OF ANTIHYDROGEN ATOMS

S. Churochkina

Saratov State University

In the survey the way of the production of the antihydrogen was outlined. Also a short introduction into the antihydrogen spectroscopy was made.

Чурочкина С.В. Современные эксперименты по созданию атомов антиводорода. // Вопросы прикладной физики. Вып. 23.–Саратов, 2016. – С. 51-58.

**ОСОБЕННОСТИ ПОСТАНОВКИ ЗАДАЧ ПРИ РЕШЕНИИ
УРАВНЕНИЯ ШРЕДИНГЕРА В СЛУЧАЕ ДВУМЕРНОГО
ПОСТОЯННОГО ПОТЕНЦИАЛА**

Н.Е. Нюнько, К.В. Санков

Саратовский государственный университет

Нюнько Николай Евгеньевич, к.ф.-м.н., доцент, инженер кафедры компьютерной физики,

Министерство сельского хозяйства Саратовской области

Санков Константин Викторович, главный специалист-эксперт

Исследуется методика решения стационарного уравнения Шредингера для задачи о двумерном потенциальном барьере при энергии частицы, не превосходящей потенциал.

Когда физики осознали, что при определённых условиях частицы могут вести себя подобно волнам, де Бройль предложил простейшему состоянию частицы (свободная частица – Еполн.=Екинет., **p** – постоянный **вектор**) сопоставить простейший волновой процесс – (гармоническая волна – $A \exp[-i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r})]$), а круговая частота ω и волновой вектор **k** связаны с динамическими характеристиками частицы – энергией и импульсом – соотношениями $E = \hbar\omega$, $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$. Волновой процесс

$$\Psi_{\text{ДБ}}(t, \mathbf{r}) = A \exp[-(i/\hbar)(Et - \mathbf{p}\mathbf{r})]$$

будем называть далее волной де Бройля, или просто ДБ-волной. Параметр A в ДБ-волне является константой, и в отличие от классической физики безразмерен. Отметим, что t и \mathbf{r} являются здесь независимыми переменными (t – момент времени, вблизи которого в некотором временном интервале рассматривается физика процесса, интересующего нас в некоторой трёхмерной окрестности точки пространства, характеризуемой радиус-вектором \mathbf{r}), а E (полная энергия свободной частицы) и \mathbf{p} (вектор импульса) – параметры, сохраняющиеся для свободной частицы при изменении t . Напомним, что для свободной частицы $E = \mathbf{p}^2/2m$, $2mE_x = p_x^2$, $2mE_y = p_y^2$, $2mE_z = p_z^2$, а свойство экспоненты $\exp(a+b) = \exp(a)\exp(b)$ показывает, что волна ДБ должна являться частным решением уравнения с разделяющимися независимыми переменными t и \mathbf{r} , причём второго порядка по пространственным переменным и первого по времени. В самом деле, упражнения с частными производными с учётом $\Psi_{\text{ДБ}}(t, \mathbf{r}) = A \exp[i(\hbar)Et] \exp[(i/\hbar)\mathbf{p}\mathbf{r}] = \theta_{\text{ДБ}}(t) \psi_{\text{ДБ}}(\mathbf{p}\mathbf{r})$ приводят к соотношениям

$$\begin{aligned} i\hbar \partial_t \Psi_{\text{ДБ}}(t, \mathbf{r}) &= E \Psi_{\text{ДБ}}(t, \mathbf{r}) \\ -\hbar^2 \partial_n^2 \Psi_{\text{ДБ}}(t, \mathbf{r}) &= p_n^2 \Psi_{\text{ДБ}}(t, \mathbf{r}) = \\ &= 2mE_n \Psi_{\text{ДБ}}(t, \mathbf{r}), \text{ где } n=x, y, z \end{aligned}$$

откуда следует при суммировании по компонентам

$$i\hbar \partial_t \Psi_{\text{ДБ}}(t, \mathbf{r}) = -(\hbar^2/2m) \Delta_{\mathbf{r}} \Psi_{\text{ДБ}}(t, \mathbf{r})$$

Конечно, это не вывод уравнения Шредингера (далее УШ) для свободной частицы, а просто полученное тождество для гениально угаданного де

Бройлем частного решения этого уравнения, после чего приведённые нами манипуляции над ним естественно привели к УШ для свободной частицы. Обобщение производится включением потенциала $V(\mathbf{r})$, который в простейшем случае представляется постоянной V соответствующей размерности, что дает возможность решать некоторые задачи точно [1, 2]. В этом случае в полном УШ для несвободной частицы $i\hbar \partial_t \Psi(\mathbf{r}, t) = [-\hbar^2/2m \Delta_{\mathbf{r}} + V] \Psi(\mathbf{r}, t)$ возможно разделение переменных, и $\Psi(\mathbf{r}, t) = \exp(-(\hbar)Et) \psi(\mathbf{r})$, где $\psi(\mathbf{r})$ – общее решение соответствующего стационарного УШ

$$[-\hbar^2/2m \Delta_{\mathbf{r}} + V] \psi(\mathbf{r}) = E \psi(\mathbf{r}),$$

которое мы далее представляем в виде

$$\Delta_{\mathbf{r}} \psi(\mathbf{r}) = W \psi(\mathbf{r}), \quad W = (2m/\hbar^2)(V - E) = \underline{V} - \underline{E} \quad (1)$$

В данной работе нас интересует лишь случай $W > 0$, который связан с прохождением частицы сквозь потенциальный барьер. Противоположный случай следует из рассматриваемого при смене знака W . В одномерном случае уравнение (1) принимает вид $\psi''(x) - W\psi(x) = 0$, и приводит к общему решению – линейной комбинации двух частных:

$$\psi(x) = C_1 \exp(kx) + C_2 \exp(-kx), \quad k_2 = W \quad (1a)$$

Отсюда получим второе необходимое нам решение – для свободной частицы, полагая $V = 0$

$$\psi(x) = C_1 \exp[i(\sqrt{E})x] + C_2 \exp[-i(\sqrt{E})x]$$

В одномерном случае вектор импульс \mathbf{p} в состоянии принимать лишь два направления на координатной оси, а \sqrt{E} равен $|\mathbf{p}|$, делённому на \hbar . Переопределяя $|\mathbf{p}|$ в единицах \hbar , имеем $\sqrt{E} = |\mathbf{p}| = p$. Тогда полученное решение используем далее в виде

$$\begin{aligned} \psi(x) &= C_1 \exp[ipx] + C_2 \exp[i(-p)x] = \\ &= C_1 \psi_{\text{ДБ}}(+px) + C_2 \psi_{\text{ДБ}}(-px) \end{aligned} \quad (1b)$$

Первое слагаемое есть часть пространственной ДБ-волны с импульсом, направленным в сторону возрастания координаты x (проекция вектора \mathbf{p} положительна), второе – часть пространственной ДБ-волны с импульсом противоположным.

В двумерном случае аналогичные решения являются линейными комбинациями четырёх частных решений, а в трёхмерном случае – восьми, в полном соответствии с наличием четырёх

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

квадрантов координатной плоскости, и восьми октантов координатного пространства.

Далее ограничимся двумерным случаем. Трёхмерный – более громоздкая аналогия. Соответствующее стационарное уравнение Шредингера имеет вид

$$\Delta_{\mathbf{r}} \psi(\mathbf{r}) = W\psi(\mathbf{r}) \Rightarrow (\partial_x^2 + \partial_y^2)\psi(x,y) = W\psi(x,y)$$

и также является уравнением, в котором можно разделить переменные x и y , выбрав $\psi(x,y)$ в виде $\varphi(x)\chi(y)$

$$\varphi''(x)/\varphi(x) + \chi''(y)/\chi(y) = W \Rightarrow \varphi''(x) - w_1\varphi(x) = 0,$$

$$\chi''(y) - w_2\chi(y) = 0,$$

$$w_1 + w_2 = W$$

Это два одномерных уравнения, решения которых нам уже известны. Считая, что w_1 и w_2 положительны, имеем

$$\varphi(x) = D_1 \exp(k_1 x) + D_2 \exp(-k_1 x)$$

$$\chi(y) = F_1 \exp(k_2 y) + F_2 \exp(-k_2 y)$$

$$k_i^2 = w_i$$

Таким образом, общее решение двумерного стационарного УШ с постоянным потенциалом при положительности констант разделения является линейной комбинацией следующих четырёх частных решений

$$\begin{aligned} \psi(x,y) &= \varphi(x)\chi(y) = \\ &= C_1 \exp(kr) + C_2 \exp(kr) + \\ &+ C_3 \exp(kr) - C_4 \exp(kr) \end{aligned} \quad (2a)$$

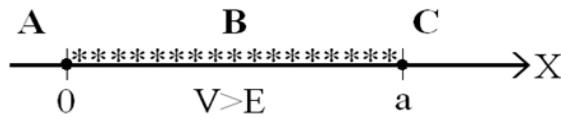
Здесь для краткости записи мы ввели «вектора» k с x -проекциями $\pm \sqrt{w_1}$ и y -проекциями $\pm \sqrt{w_2}$, где индексы $\pm\pm$ у экспонент указывают на знаки этих проекций в частных решениях. Возможный в принципе случай, когда одна из констант разделения w_1 и w_2 положительна, а другая отрицательна, даёт возможность перемешивания вещественных экспонент с комплексными в $\psi(x,y)$, но этот случай мы пока не комментируем.

Обнуляя в константе W потенциал V , можно получить общее решение двумерного стационарного уравнения УШ для свободной частицы. В этом случае k_1^2 – часть кинетической, а следовательно, и полной энергии, связанной с x -компонентой импульса, а k_2^2 , соответственно, часть, связанная с y -компонентой.

$$\begin{aligned} \varphi(x) &= D_1 \exp(ix\sqrt{E_x}) + D_2 \exp(-ix\sqrt{E_x}) = \\ \varphi(x) &= D_1 \psi_{ДБ+}(pr_x) + D_2 \psi_{ДБ-}(pr_x) \\ \chi(y) &= F_1 \exp(iy\sqrt{E_y}) + F_2 \exp(-iy\sqrt{E_y}) = \\ &= F_1 \psi_{ДБ+}(py_y) + F_2 \psi_{ДБ-}(py_y) \\ \psi(x,y) &= \varphi(x)\chi(y) = C_1 \psi_{ДБ++}(pr) + \\ &+ C_2 \psi_{ДБ+-}(pr) + C_3 \psi_{ДБ-+}(pr) + \\ &+ C_4 \psi_{ДБ--}(pr) \end{aligned} \quad (2b)$$

Теперь перейдём непосредственно к задачам с $V = \text{const}$.

Рассмотрим известную одномерную задачу с постоянным потенциалом V [1, 2], заданным на отрезке $(0, a)$ оси OX :



В области A / $x \in (-\infty, 0)$ / частица с энергией E свободна. Соответствующее решение УШ (1b) $\psi_A(x) = A_1 \exp[ipx] + A_2 \exp[i(-p)x]$ интерпретируется следующим образом: $A_1 \exp[ipx]$ является застывшим в некоторый момент времени образом ДБ-волны (частицы), с положительной проекцией импульса $p = |p|/\hbar = [\sqrt{2mE}]/\hbar$, следовательно, при включении временной зависимости волновой процесс-частица постоянно переносит периодически амплитуду A_1 в сторону возрастания координаты по оси OX и, соответственно, попадает на область с потенциалом V . Поэтому ДБ-волна, содержащая эту пространственную часть, должна в данной задаче моделировать постоянно налетающую на потенциальный барьер частицу с известной энергией E и отнормированной в смысле квантовой механики амплитудой A_1 . Второе же слагаемое с противоположным импульсом характеризует отражённую от барьера ДБ-волну, а константа A_2 подлежит определению через A_1 после рассмотрения ситуации в областях B и C при решении задачи.

В области B / $x \in [0, a]$ / при $V > E$ соответствующее решение стационарного УШ (1a)

$$\psi_B(x) = B_1 \exp(x\sqrt{W}) + B_2 \exp(-x\sqrt{W}),$$

где $W = (2m/\hbar^2)(V - E)$, описывает застывшую ситуацию в области действия потенциала.

В области C / $x \in (a, +\infty)$ / ситуация схожа с областью A – свободное пространство, решение – $\psi_C(x) = C_1 \exp[ipx] + C_2 \exp[i(-p)x]$, $p = |p|/\hbar = [\sqrt{2mE}]/\hbar$, первое слагаемое соответствует распространению ДБ-волны в $+\infty$ по OX , второе соответствует распространению в обратную сторону, а поскольку далее по оси OX потенциал отсутствует и отражаться не от чего, то имеем убрать это слагаемое, положив C_2 равной нулю и избавившись от лишней константы. Таким образом $\psi_C(x) = C \exp(ipx)$.

Вопрос по поводу идентичности E в областях A , B и C обсуждать тут не будем.

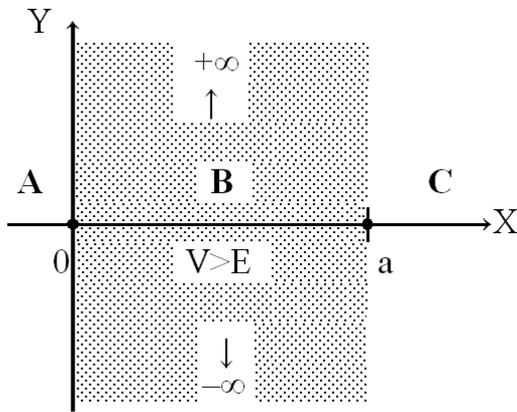
Всё, что остаётся сделать далее, заключается в построении единой на пространстве $x \in (-\infty, +\infty)$ функции $\psi(x)$, объединяющей все найденные решения, поскольку для существования стационарного УШ на всём одномерном пространстве требуется непрерывность $\psi(x)$ вместе с её производной. При этом A_2 , B_1 , B_2 , и C устроятся, выразившись через известную константу A_1 . Процедура простая, но громоздкая:

$$\psi_A(0) = \psi_B(0), \psi_B(a) = \psi_C(a)$$

$$\psi'_A(0) = \psi'_B(0), \psi'_B(a) = \psi'_C(a)$$

После чего функция $\psi(x)$ удовлетворяет всем требованиям, коэффициенты A_2 и C , характеризующие отражённую от барьера и просочившуюся сквозь него волны, выражаются явно через параметры задачи, что даёт возможность нахождения коэффициентов отражения и пропускания. Отметим, кстати, что демонстрируемая обычно отдельно задача о конечном потенциале V бесконечной протяжённости в $+\infty$ по оси OX является следствием рассмотренной задачи при грамотном предельном переходе $a \rightarrow +\infty$.

Теперь рассмотрим некоторые двумерные задачи для стационарного УШ (1). Единственный случай, дающий возможность стандартного подхода к рассмотрению по аналогии с вышеприведённой одномерной задачей – задача о бесконечной по оси OY потенциальной ленте шириной a .



В этом случае также имеем три области **A, B,** и **C,** где в **A** и **C** частица свободна, и решение, как мы уже знаем, имеет вид

$$\psi(\mathbf{r}) = C_1 \psi_{DB_{++}}(\mathbf{r}) + C_2 \psi_{DB_{+-}}(\mathbf{r}) + C_3 \psi_{DB_{-+}}(\mathbf{r}) + C_4 \psi_{DB_{--}}(\mathbf{r})$$

Частные решения $\psi_{DB_{++}}$ и $\psi_{DB_{+-}}$ в **A**, следуя стандартной идеологии, являются стационарными образами налетающих на барьер волн-частиц, так что одно надо убрать руками в силу одночастичности УШ ($C_2=0$, хотя и вопрос вкуса), и ряды линейной комбинации таким образом редуют:

$$\psi_A(\mathbf{r}) = A_1 \psi_{DB_{++}}(\mathbf{r}) + A_2 \psi_{DB_{-+}}(\mathbf{r}) + A_3 \psi_{DB_{--}}(\mathbf{r})$$

В области **C** частица также свободна, и там можно убрать даже два частных решения $\psi_{DB_{-+}}$ и $\psi_{DB_{--}}$ ($C_3=C_4=0$), в силу отсутствия отражений из $+\infty$ по OX , оставив лишь две компоненты – предмет дальнейших забот:

$$\psi_C(\mathbf{r}) = C_1 \psi_{DB_{++}}(\mathbf{r}) + C_2 \psi_{DB_{+-}}(\mathbf{r})$$

К сожалению, аналогию с одномерным случаем портит неадекватное поведение решения $\psi_B(\mathbf{r})$ в области **B**. Записав его в виде

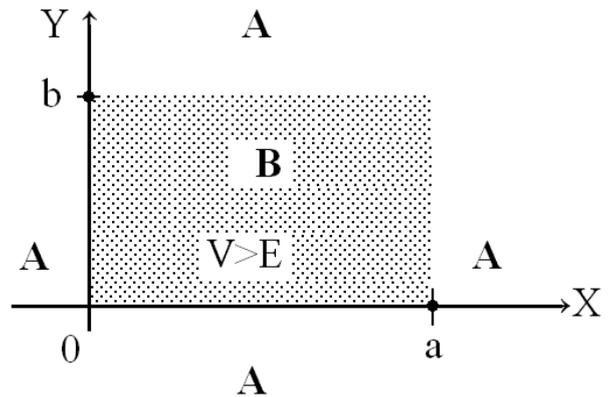
$$\psi_B(\mathbf{r}) = \exp(k_2 y) [B_1 \exp(k_1 x) + B_3 \exp(-k_1 x)] + \exp(-k_2 y) [B_2 \exp(k_1 x) + B_4 \exp(-k_1 x)],$$

обнаруживаем, что $\exp(k_2 y)$ неограниченно возрастает при $y \rightarrow +\infty$, а $\exp(-k_2 y)$ неограниченно возрастает при $y \rightarrow -\infty$. В результате $\psi_B(\mathbf{r})$ должно быть в области **B** нулём ($B_1=B_2=B_3=B_4=0$). А при сшивании $\psi_B(\mathbf{r})=0$ на линии $x=a$ с $\psi_C(\mathbf{r})$, понимаем, что C_1 и C_2 должны быть нулями, и шансов просочиться через рассматриваемый бесконечный барьер V у волны-частицы не имеется даже при бесконечно малой толщине ленты, когда правая граница барьера $x=a$ стремится к левой. Не говоря уже о том, что в области **A** **правильно** идентифицированные отражённые компоненты $\psi_{DB_{+-}}(\mathbf{r})$ и $\psi_{DB_{-+}}(\mathbf{r})$ (их две, или одна? С классической точки зрения одна, с квантовой вопрос не очевиден) должны подавить налетающую волну-частицу $\psi_{DB_{++}}(\mathbf{r})$. Полагать здесь $A_1=A_2=A_3=0$ как-то некорректно.

Впрочем, некоторые основания для оптимизма с точки зрения математики даёт возможность перемешивания вещественных и комплексных экспонент в $\psi_B(\mathbf{r})$, где $k_1^2=w_1, k_2^2=w_2, w_1+w_2=W$, а $W=(2m/\hbar^2)(V-E) > 0$. Эта ситуация возникает, когда $w_2 < 0$, но $w_1+w_2 > 0$ по-прежнему, что приводит к комплексности $\exp(k_1 y)$.

Отметим также, что полубесконечная лента потенциала $/y \in (0, +\infty)/$ даёт шанс на отличие $\psi_B(\mathbf{r})$ от нуля, но здесь мы сталкиваемся с проблемой, к обсуждению которой мы переходим далее.

В следующей задаче потенциал задан в конечной двумерной области **B** $/x \in (0, a), y \in (0, b)/$:



Здесь имеются только две области **A** и **B** на плоскости XOY . В области **B** решение ведёт себя просто замечательно, все четыре слагаемых конечны –

$$\psi_B(\mathbf{r}) = B_1 \exp(kr)_{++} + B_2 \exp(kr)_{+-} + B_3 \exp(kr)_{-+} + B_4 \exp(kr)_{--}$$

Что же касается области **A**, где

$$\psi_A(\mathbf{r}) = A_1 \psi_{DB_{++}}(\mathbf{r}) + A_2 \psi_{DB_{-+}}(\mathbf{r}) + A_3 \psi_{DB_{--}}(\mathbf{r})$$

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

то там, на первый взгляд, всё плохо – обе стационарные части $\psi_{ДБ-+}(\mathbf{r})$ и $\psi_{ДБ-}(\mathbf{r})$ одновременно существуют со во всей области A . С устранением отражённости из $+\infty$ по Ox , автоматически исчезает отражённость в $-\infty$, от левой границы области потенциала. В результате падающая на область B $\psi_{ДБ++}(\mathbf{r})$ оказывается просочившейся через барьер полностью.

В таких обстоятельствах корректная постановка задачи оказывается невозможной.

Тем не менее, в настоящее время нами рассматривается вариант формирования разбиения

координатной плоскости особым образом, чтобы довести предварительные попытки решения данных двумерных задач до логического конца. Отметим, в частности, что одним из критериев правильности разрабатываемой методики может служить возможность перехода из последней двумерной задачи в рассмотренную в начале статьи одномерную при предельном переходе верхней границы области потенциала $y = b \rightarrow$ в нижнюю границу $y = 0$.

Библиографический список

1. Л. Шифф. Квантовая механика. Изд-во ИЛ, М., 1959
2. Э.Флюгге. Задачи по квантовой механике, т.1, Изд-во Мир, М., 1974.

PARTICULAR FORMULATION OF THE PROBLEM IN THE SOLUTION OF THE SCHRÖDINGER EQUATION IN THE CASE OF TWO-DIMENSIONAL CONSTANT POTENTIAL

¹Saratov state University

²The Ministry of Agriculture of the Saratov region

¹N.E. Nyun`co, ²K.V. Sankov

Examines the approach to solution of stationary Schrödinger's equation for the problem of two-dimensional constant potential when particle energy less current potential value.

Н.Е. Нюнько, К.В Санков. Особенности постановки задач при решении уравнения Шредингера в случае двумерного постоянного потенциала. // Вопросы прикладной физики. Вып. 23.–Саратов, 2016. – С. 59-62.

«ПЕРЕД НАМИ ОТКРЫЛСЯ НОВЫЙ УВЛЕКАТЕЛЬНЫЙ МИР НАУКИ...».

К 60-летию присуждения Нобелевской премии Н. Н. Семёнову

В. М. Аникин

Саратовский государственный университет

Аникин Валерий Михайлович, д.ф.-м.н., профессор, декан физического факультета

AnikinVM@info.sgu.ru

В историко-, социо-психологическом ключе рассматривается роль научно-образовательных школ, преемственности в науке и образовании. Примером для анализа выбраны творческие взаимоотношения нобелевского лауреата академика Н. Н. Семёнова и инициатора магнитобиологических исследований в стране в середине прошлого века В. И. Кармилова. Описывается также влияние Н.Н. Семёнова на развитие химической физики в Саратовском университете.

1 ноября 1956 г. академику Николаю Николаевичу Семёнову была присуждена Нобелевская премия по химии «за исследование механизма химических реакций» (так говорилось в постановлении Шведской академии наук). Речь шла о разветвленных цепных реакциях, по сценарию которых происходит и атомный взрыв. Значимость этого события для отечественной науки не меркнет с годами – до сего времени Н. Н. Семёнов остается единственным российским нобелевским лауреатом в области химии, точнее, в области химической физики, поскольку именно семеновские теории разветвленных цепных реакций, горения и взрывов определили «лицо» новой науки, возникшей в XX столетии, – химической физики.

Можно наверняка утверждать, что среди тех, кто особенно радовался бы успеху Н.Н. Семёнова, мог быть Владимир Иванович Кармилов, его учитель физики в Самарском реальном училище. Но, к сожалению, В. И. Кармилов, кандидат физико-математических наук, заведующий кафедрой физики Пермского медицинского института, скончался за два года до этого. Родившийся в Саратове 15 апреля 1896 г., Семёнов среднее образование получал в Вольском (с 1906 г.) и Самарском (с 1910 г.) реальных училищах. Подобная «перемена мест» была вызвана перемещениями по службе его отца. Знакомство Семёнова и Кармилова состоялось осенью 1912 г., когда Кармилов стал преподавать физику в седьмом, выпускном, классе реального училища. Он только что окончил Казанский университет, был увлечен современной наукой и это увлечение сумел передать реалистам. Яркие впечатления от нового учителя сохранились у Н.Н. Семёнова на долгие годы. В 1948 году в заметке, которая была опубликована в «Пионерской правде» [1], всесоюзной газете для школьников младшего и среднего возраста, а впоследствии в 4-м томе его трудов [2], Семёнов писал о том влиянии, которое оказал на него Кармилов при выборе дальнейшего жизненного пути:

«... В один прекрасный день к нам в класс вошел новый преподаватель. Маленького роста, с круглым лицом, с голубыми мечтательными глазами. Это был наш новый учитель физики Владимир Иванович Кармилов. Он недавно окончил Казанский университет, был очень молод и скромно до застенчивости.

Надо напомнить, что дело происходило в начале века, а это было время настоящей революции в физике. Именно тогда закладывались основы великолепного здания современной физики, были открыты новые теории, которые произвели переворот в тогдашней науке.



Владимир Кармилов (второй справа) – студент Казанского университета (фото получено в 2015 г. от И. А. Кармилова, правнука В.И. Кармилова)

Наш новый учитель начал свои занятия с того, что ввел нас в курс всех этих новых учений. Мы учились в седьмом классе (всего в реальном училище было семь классов). Перед нами открылся новый увлекательный мир науки, пусть туманный и малопонятный, но вызывающий горячее стремление проникнуть в него и овладеть им. Ожил для нас старый учебник физики, и предмет, считавшийся самым скучным из всех школьных предметов, сразу стал самым интересным. На его уроках всегда была полная тишина – нет дисциплины крепче, чем та, что держится на любви и уважении.

Школьная программа стала для нас тесна. Урок не вмещал всех вопросов, которые нас интересовали. И у нас родилась мысль собираться для изучения этих вопросов вне школы. Собственно говоря, это был кружок, но мы называли его

«домашний университет». Мы готовили и обсуждали различные доклады по физике, химии, астрономии, биологии. Собирались чаще всего у меня.



В.И. Кармилов, 1912. Впервые опубликовано в книге В.И. Вардугина «Тайна огня» (1986) [3]

Конечно, душой всего этого был Владимир Иванович. Он пробудил у ребят живой и горячий интерес к науке. Я твердо решил посвятить ей свою жизнь, поступить в университет, изучить физику и математику, чтобы в дальнейшем применить их к химии. Это детское решение, принятое под влиянием Владимира Ивановича Кармилова, я осуществил».

Летом 1913 г. Кармилов помог Семёнову подготовиться к сдаче латинского языка, который был необходим для поступления в университет (в реальных училищах древние языки не изучались, они преподавались в гимназиях). Юноша уехал в Петербург и поступил на физико-математический факультет университета. Спустя год, в 1914 г., в канун Первой мировой войны, Кармилов и Семёнов совершили поездку на Алтай. Об этой поездке напоминает фотография, сделанная в Самаре в том же году.

Лорд С.Ф. Дайнтон (Dainton), автор биографии Н.Н. Семёнова в книге «Воспоминания об академике Николае Николаевиче Семёнове» [4] так красочно ее описывает:

«Николай рано заинтересовался химией и физикой и подружился с учителем физики Владимиром Ивановичем Кармиловым, который явно повлиял на выбор его жизненного пути. На фотографии, сделанной в то время, запечатлены Николай с Кармиловым, одетые по-охотничьи и позирующие на фоне нарисованного зимнего леса: Семенов – полулежа, Кармилов – сидя. Позы и выражения лиц (особую значительность придают

ружья 12-го калибра) выдают отношения товарищества и обоюдную любовь к охоте».

Еще одна вероятная причина дружбы Н. Н. Семёнова и В.И. Кармилова заключалась в том, что они были земляками. Кармилов родился в конце 1889 г. в слободе Баланда (ныне г. Калининск) Аткарского уезда в семье многодетного сельского учителя (впоследствии – священнослужителя) И. И. Кармилова [5,6]. В 1903 г. Владимир окончил Петровскую духовную школу, а затем – несколько общеобразовательных курсов Саратовской духовной семинарии, после чего поступил на казенный кошт в Казанский университет. В 1906 г. ту же школу окончил Сергей, брат В. Кармилова (по данным А. А. Бовкало, г. С.-Петербург).

Первая мировая война, Октябрьская революция и Гражданская война внесли свои «коррективы» в жизненные траектории многих наших соотечественников. Не стали исключением Владимир Иванович Кармилов и Николай Николаевич Семёнов. Оба пережили «сибирский период» в своей жизни. Кармилов в 1914 г. ушел на фронт в статусе вольноопределяющегося. С 1918 г. он преподавал в Новониколаевском (Новосибирском) институте народного образования, а в 1923 г. вместе с семьей переехал в Пермь и стал работать в университете (к Кармиловым, кстати, в годы Великой Отечественной войны придет в эвакуацию семья Н. Н. Семёнова). В 1933–1934 гг. Кармилов работал деканом физико-математического факультета Пермского государственного университета.



В. И. Кармилов (справа) и Н. Н. Семенов. Самара, 1914 г. [3]

Н. Н. Семёнов, после окончания с отличием Петербургского университета в марте 1917 г. около двух лет, в 1918–1920 гг., проработает в Томском технологическом институте и Томском университете. Затем он вернется в Петроград, под «крыло» Абрама Федоровича Иоффе, у которого начал заниматься научной работой еще на втором курсе (впоследствии он тепло будет отзываться о нем как руководителе и человеке). В Петрограде развернется фантастически успешная научная и организаторская деятельность Николая Николаевича. В 1929 г. он избирается членом корреспондентом, а в 1932 г. – академиком Академии наук СССР! В 1928 г. Семёнов приезжал в Саратов как участник 6-го Всесоюзного съезда физиков с широким международным

представительством – среди участников съезда было 5 будущих нобелевских лауреатов. Заседание съезда проходило в Большой физической аудитории третьего корпуса Саратовского университета, и это рассматривалось как знак признания успехов саратовских физиков, старт научной деятельности которым дал при открытии университета в 1909 г. ведущий физик мира и России начала XX века, профессор московского университета Пётр Николаевич Лебедев. Доклад Семёнова на съезде назывался «Die Theorie der explosiven Gasreaktionen» и был посвящен теории взрывов [7].

Свои воспоминания 1948 г. о Кармилове в «Пионерской правде» Н. Н. Семенов закончил словами: «Мы остались с ним друзьями на всю жизнь». Он, как мог, помогал Владимиру Ивановичу в его работе и всегда находил время для встречи с ним, когда тот по делам приезжал в Ленинград, а потом и в Москву. Интересные воспоминания о Кармилове и его дружбе с Семёновым оставила дочь Владимира Ивановича, Людмила Владимировна Кармилова. В письме к саратовскому писателю Владимиру Ильичу Вардугину от 3 сентября 1983 г. она, в частности, сообщала:

«Отец поддерживал постоянный контакт с Николаем Николаевичем до конца своей жизни. Отношения их были теплыми и дружественными. Папа относился к Николаю Николаевичу с огромной любовью, всегда восхищался им как ученым, человеком, другом.»

Отец мой был человек очень мягкий, крайне деликатный и очень добрый. В общении со мной и братом он был очень заботлив, направлял наши занятия, чтение, причем он никогда не подавлял нас своим авторитетом, никогда в отношении к детям не было ничего похожего на назидания и поучения.

Думаю, что так же было и со студентами. Он умел просто и очень увлекательно объяснять самые сложные вещи любой аудитории, т.к. очень чувствовал аудиторию – ее уровень, настроение и еще потому, что все, о чем он говорил, было «пропущено через нутро». К любой лекции он всегда готовился, дополняя каждый раз ее новыми данными. Он знал и любил литературу, искусство, очень интересовался биологией, а астрономия со студенческих времен осталась его всегдашней любовью. С 1927 года он был членом Общества любителей мироведения, был создателем Всесоюзного астрономо-геодезического общества в Перми, много энергии и сил вложил в организацию в городе места для астрономических наблюдений.

Речь отца была одновременно простой и очень образной, рассказывал он увлеченно, с огромной верой в науку. Вспоминаю, что после одной из лекций, в которой речь шла о Вселенной, возможности межпланетных полетов, работах Циолковского, я спросила его (это было в середине 30-х годов), неужели он верит в то, человек когда-то достигнет, скажем, Луны. Он отвечал (очень убежденно!), что он, конечно, до этого не доживет, но уверен, что мы (дети) будем свидетелями таких полетов. Мне тогда казалось, что папа слишком романтик и идеалист!

Мне кажется, что не только с реалистами, но и со студентами университета, пединститута, рабфака он всегда держал себя как старший товарищ. Многие приходили к нам домой – советоваться по учебным, научным, житейским вопросам. Думаю, что, наверное, для многих он был не только педагогом-предметником, но и учителем Жизни, хотя он всегда держался очень скромно и не считал себя каким-то особенным человеком.»

С 1938 г. основным местом работы Владимира Ивановича Кармилова стал Пермский (Молотовский) медицинский институт. С 25 июля 1938 года вплоть до своей смерти 18 октября 1954 г. он заведовал кафедрой физики (много лет спустя она стала именоваться кафедрой медицинской и биологической физики). Его имя должно быть хорошо знакомо специалистам в области магнитобиологии и магнитотерапии: работы, начатые им накануне Великой Отечественной войны, апробированные в пермских госпиталях и продолженные после войны [8] стимулировали возникновение в нашей стране нового всплеска интереса к проблемам магнитобиологии и физической медицины. Это признают ведущие магнитобиологи страны, и до сих пор его имя уважительно упоминается в диссертациях, посвященных проблемам магнитотерапии.

Талант, увлеченность наукой и личный пример самого Владимира Ивановича Кармилова не могли не сказаться на выборе жизненного пути и его собственными детьми – дочерью Людмилой и сыном Борисом. Оба они поступили в институты физического профиля (Борис погиб в первые месяцы войны). В течение долгого времени в созданном академиком Н.Н. Семеновым Институте химической физики Академии наук трудилась династия Кармиловых: Людмила Владимировна Кармилова (1920–1995), ее сын Андрей Юрьевич Кармилов (1950–2010), внук В. И. Кармилова, и правнук Владимира Ивановича Илья Андреевич Кармилов (р. 1975).

А Николай Николаевич Семёнов никогда не забывал о своем родном Саратове. «Мой Саратов», – такое словосочетание нередко слышали его сотрудники. С конца 30-х годов прошлого века Николай Николаевич Семёнов был в курсе дел, которые велись в Саратовском университете в области химической физики, «отцом» которой он являлся. Первым к нему из Саратова стал регулярно приезжать советоваться молодой, только что перешагнувший двадцатипятилетний жизненный рубеж, аспирант химического факультета СГУ Александр Давидович Степухович. В 1938 г. Степухович досрочно защитил кандидатскую диссертацию, а после войны, став в 1946 г. доцентом кафедры теоретической физики физического факультета, организовал и специальную лабораторию химической физики. В 1950 г. состоялся первый выпуск студентов, специализировавшихся по химической физике. Среди первых выдающихся выпускников – Федор Михайлович Митенков, академик РАН, Герой Социалистического Труда, Лауреат Ленинской и

Государственной премий, и Леонид Михайлович Тимонин, профессор, лауреат Ленинской премии, дважды лауреат Государственной премии. Будучи дипломниками Александра Давидовича, они изучали кинетику цепного распада этана, а впоследствии исследовали цепные ядерные превращения, работая в крупнейших научных центрах страны [9]. Непосредственно в Институте химической физики стали работать выпускники физического факультета, ставшие впоследствии известными учеными: Валерий Павлович Балахнин, Владимир Иванович Веденеев, Евгений Евгеньевич Никитин, Александр Михайлович Чайкин. Чайкин и Веденеев были аспирантами Н. Н. Семёнова на кафедре химической кинетики МГУ.



Аспирант Александр Чайкин

Цепные реакции в «золотые годы» химической физики были «горячей темой» Института химической физики. Талантливейший экспериментатор Александр Михайлович Чайкин и его коллега и супруга Галина Александровна Капралова обнаружили необычный характер воспламенения в реакции молекулярного фтора с водородом. Этот результат, объясненный с позиции семёновской теории разветвленных химических реакций, был признан научным открытием. Под названием «Явление энергетического разветвления цепей в химических реакциях» оно было зарегистрировано в 1977 году с приоритетом от 1962 года. Дипломы на открытие были вручены А. М. Чайкину, Н. Н. Семёнову, В. И. Веденееву, А. Е. Шилову и Г.А. Капраловой.

Следует особо отметить, что на базе теории разветвленных цепных реакций тематика Института химической физики обогатилась атомными и

ядерными проблемами (в первые послевоенные годы) [10], а в конце 1950 – начале 1960-х годов в институте начались активные работы в области химии полимеров и кинетики полимеризации. Свои звезды Героя, которым «аккомпанировали» полученные в разные годы 9 (!) орденов Ленина – высших наград СССР, Н. Н. Семёнов получил в связи с личными юбилеями в 1966 и 1976 гг. И не под влиянием ли успехов семёновского института Первый секретарь ЦК КПСС Н. С. Хрущёв внес дополнение – «плюс химизация народного хозяйства» – в ленинское определение коммунизма: «Коммунизм – это есть Советская власть плюс электрификация всей страны»?!

А. Д. Степухович защитил докторскую диссертацию в 1958 г. в Институте химической физики Академии наук СССР. Показательно, что официальными оппонентами при его защите выступили крупные учёные – Г. А. Разуваев, В. В. Воеводский и К. П. Лавровский. И в том же 1958 г. на физическом факультете Саратовского университета была создана первая в стране кафедра химической физики, которую А. Д. Степухович возглавлял в течение последующей четверти века.

Н. Н. Семёнов был хорошо знаком и с другими сотрудниками физического и химического факультетов СГУ, которые регулярно приезжали на стажировки в Институт химической физики и на возглавлявшуюся им же кафедру химической кинетики химического факультета Московского университета. Саратовцев у Семёнова всегда ждал радушный прием, приглашали их на торжественные мероприятия. Приезжающих удивляла необыкновенная творческая атмосфера, царившая в Институте химической физики. Так, аспиранты непременно стремились выступить на двухчасовых, регулярно проводимых научных семинарах. «Ларчик открывался просто»: на этих семинарах Семёнов так быстро и глубоко вникал в работу, что своими вопросами и советами помогал определить направления дальнейшей деятельности аспиранта. Поэтому поначалу казавшаяся странной фраза, звучавшая порой в очереди (!) из аспирантов: «Пропустите меня, пожалуйста, а то я совсем не знаю, что мне делать дальше!» – имела для осведомленных и самого стремящегося выступить совершенно определенный смысл!

В октябре 1983 г. академик Н.Н. Семёнов с небольшой делегацией сотрудников Института химической физики, в которую входили член-корреспондент (впоследствии – академик) Академии наук СССР Александр Евгеньевич Шилов, кандидат (впоследствии – доктор) химических наук Лидия Григорьевна Щербакова-Семёнова, кандидат технических наук Антонина Федоровна Абашкина, помощник Н. Н. Семёнова Павел Семёнович Костиков, побывали в Саратове. Н. Н. Семёнов еще в 1981 г. получал приглашение посетить город от В.К. Гусева, первого секретаря областного комитета партии. Приглашение это было связано с открытием в Саратове бюста Н.Н. Семёнова как дважды Героя Социалистического Труда (таково было положение о героях труда). Семёнов тогда не

поехал, считая открытие «памятника себе», мягко говоря, не совсем скромным.

Первого октября 1983 г. делегацию Института химической физики встретили цветами на вокзале, а затем в течение трех дней показывали город, знакомили с исследовательскими институтами, Радищевским художественным музеем, панорамой города со стороны Волги. В Увече Николай Николаевич обратил внимание на горящий газовый

факел, называемый в народе «Лисий хвост», и высказал замечание словами Д. И. Менделеева: «Что же вы тут ассигнации-то сжигаете?».

Третьего октября 1983 г. Н.Н. Семёнов и другие члены его «делегации» встретились с преподавателями химического и физического факультетов Саратовского университета.



Делегация Института химической физики АН СССР и руководство города Саратова. Слева направо: А. В. Россошанская, Н. Б. Еремин, Л. Г. Щербакова-Семёнова, П. С. Костиков, В. И. Вардугин, Ю. А. Мысликов, Н. Н. Семёнов, А. Е. Шилов, А.И. Кузьев (октябрь 1983 г.)



Н.Н. Семёнов на встрече с сотрудниками Саратовского университета, 3 октября 1983 г.

Возвращаясь к приведенным воспоминаниям Н. Н. Семенова о годах его учебы в реальном училище, стоит обратить внимание на то, что его очерк о В. И. Кармилове был впервые опубликован под рубрикой «Рассказы о школьном учителе». Во все времена главная задача, которую должен решать каждый педагог, – это вызвать интерес к своему предмету – будь то в средней школе или университете. Интерес становится главной мотивацией и движущей силой для самообразования и интеллектуального развития

личности. И по существу заметка Н. Н. Семенова в «Пионерской правде» была адресована не только (а, может быть, и не столько) школьникам, а школьным учителям как сигнал-побудитель творческого отношения к педагогическому труду. Вольно или невольно, прием, который использовал Николай Николаевич при написании заметки, является воспроизведением на новом уровне его личного опыта и впечатлений, сформированных преподавателем В. И. Кармиловым.

PERSONALIA

В наши дни одного творческого горения педагогов по объективным причинам явно недостаточно для вовлечения молодежи «в физику». Тем не менее, рассказ Семенова о Кармилове имеет значимость «хрестоматийного», представляет образы (и образцы!) прирожденного и эрудированного учителя и гениального, одержимого наукой ученика.

Автор благодарит Владимира Ильича Вардугина, Илью Андреевича Кармилова, Александру Васильевну Россошанскую и Юлию Александровну Чайкину за предоставленные документальные материалы.

Библиографический список

1. Семёнов Н. Н. «Наши первые друзья. Вспоминая школьные годы» // Пионерская правда. 1948, 16 марта, № 22.
2. Семёнов Н. Н. Избранные труды : в 4 т. / отв. ред. А.Е. Шилов, Г.Б. Сергеев. М. : Наука, 2006. Т. 4: О времени и о себе. 2006. 611 с.
3. Вардугин В. И. Тайна огня : Повесть о Н. Н. Семёнове. Саратов : Приволж. кн. изд-во, 1986. 144 с. URL : <http://ru.calameo.com/read/001277039f2eed14aa42d>.
4. Воспоминания об академике Николае Николаевиче Семёнове / отв. ред. А.Е. Шилов. М. : Наука, 1993. 302 с. (Серия «Ученые России. Очерки, воспоминания, материалы»).
5. Аникин В. М. Физик-инноватор, земляк, учитель и друг Н.Н. Семенова Владимир Иванович Кармилов // Трибуна УФН. Статья №128. Опубликовано online 19 марта 2016. URL: <https://ufn.ru/tribune/trib128.pdf>
6. Аникин В. М. Физик-инноватор, земляк, учитель и друг Н. Н. Семёнова Владимир Иванович Кармилов // Известия Саратовского университета. Нов. сер. Сер. Физика. 2016. Т. 16, № 1. С. 44–54.
7. Аникин В.М., Усанов Д.А. Николай Николаевич Семёнов: волжские сюжеты жизни // Известия Саратовского университета. Нов. сер. Сер. Физика. 2016. Т. 16, № 2. С. 109–121.
8. Биологическое и лечебное действие магнитного поля и строго-периодической вибрации (экспериментальные и клинические материалы) : сб. статей . под ред. доц. В. И. Кармилова, проф. М. Р. Могендовича и проф. А. В. Селезнева. [Молотов] : Молотовгиз, 1948. 168 с.
9. Гольдфейн М. Д., Карнаухова Л. И., Кожевников Н. В. Профессор Александр Давидович Степухович – организатор научной школы в области химической физики в Саратов // Известия Саратовского университета. Нов. сер. Сер. Физика. 2011. Т. 11, № 2. С. 85–90.
10. Чернышев А.К. Николай Николаевич Семёнов – выдающийся ученый и организатор Атомного проекта СССР. Саров : ФГУП «РФЯЦ – ВНИИЭФ», 2012. 80 с.

“A NEW FASCINATING WORLD OF SCIENCE OPENED BEFORE US...”. ON THE 60TH ANNIVERSARY OF AWARDING NOBEL PRIZE TO NIKOLAI N. SEMENOV

VM Anikin
Saratov State University

By means of the historical and socio-psychological way, we discuss the role of scientific-educational schools and continuity in science and education. As example, the creative relationship between Nobel Prize winner academician Nikolai N. Semenov and initiator of magnetobiological research in the country in the middle of the last century Vladimir I. Karmilov is analyzed. We describe also N.N. Semenov’s impact on the development of chemical physics at the Saratov University.

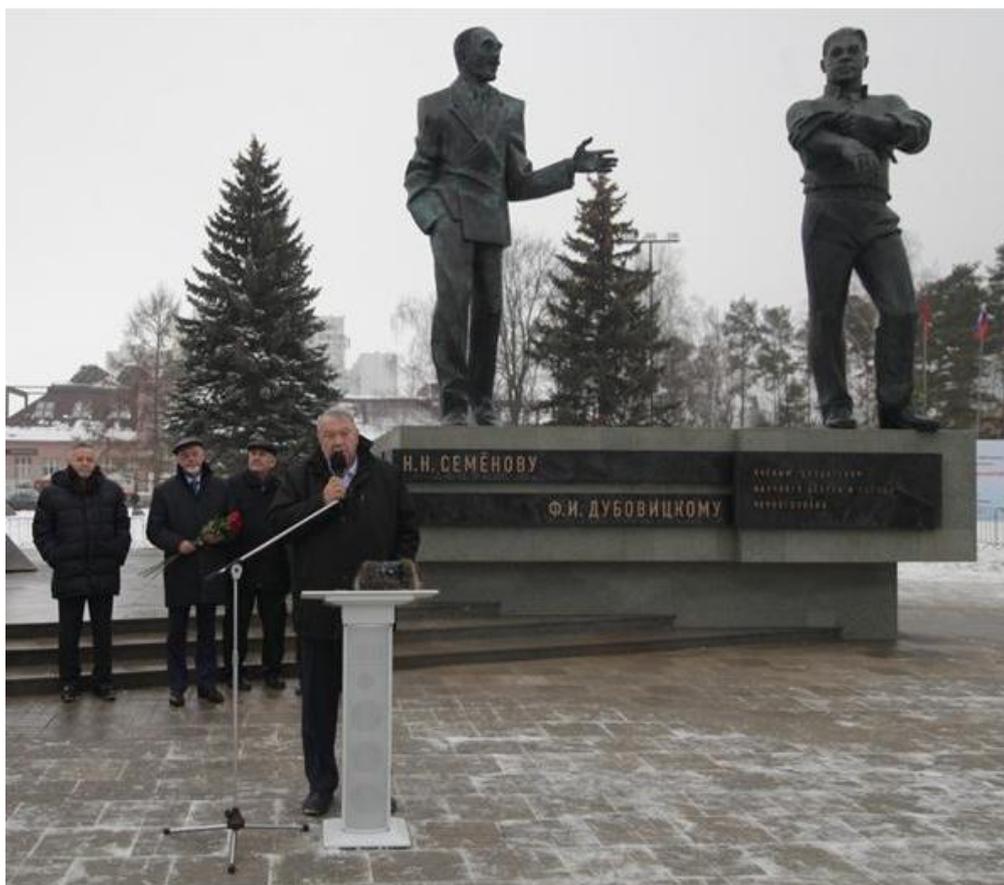
Аникин В.М. «Перед нами открылся новый увлекательный мир науки...». К 60-летию присуждения Нобелевской премии Н. Н. Семёнову. // Вопросы прикладной физики. Вып. 23. –Саратов, 2016. –С.63-68.



23 декабря 2016 года в Черноголовке был торжественно открыт памятник ученым-основателям города — лауреату Нобелевской премии Николаю Николаевичу Семенову и его ученику Федору Ивановичу Дубовицкому.

Бронзовые фигуры ученых — высотой около четырех метров — расположились на площади Дубовицкого в окружении научных атрибутов и стола с макетом Черноголовки. Ученые будто ведут между собой разговор о науке, будущих исследованиях и городе, в котором им довелось совершать великие открытия. Семенов вдохновляет своего ученика на самостоятельную и свободную работу, а Дубовицкий, закатывая рукав, готовится к новым экспериментам. Эта скульптурная композиция стала первым в стране масштабным памятником российским ученым.

По материалам сайта *scientificrussia.ru*



ОБРАЗЕЦ ОФОРМЛЕНИЯ СТАТЬИ

ПАМЯТКА АВТОРАМ

К публикации принимаются статьи по всем разделам физики

В редакцию представляются

- бумажный носитель (бумага белая А4) - 1 экз.;
- электронная копия;
- разрешительный документ на открытое опубликование.

Правила оформления (не оформленные статьи, не принимаются к рассмотрению):

Структура статьи.

Заголовок; аннотация на русском (английском) языке; содержание статьи, включая таблицы, рисунки, на русском (английском) языке; библиографический список; название статьи, фамилия автора(ов), название организации(й), аннотация – все на английском (русском) языке.

Текст представляется в формате MS Word v.6.0 – 7.0; интервал – одинарный; шрифт – Times New Roman Cyr., 14 пт; размер полей: верхнего 2 см, нижнего 2 см, левого 2,5 см, правого 1,5 см; абзацы - отступом в 0,5 см.

Заголовок.

Первая строка – индекс УДК (для статей на русском языке), выровненный по *правому* краю текста;

вторая строка – заголовок **полужирными** строчными буквами без переносов, размещенный по центру текста;

с третьей строки – перечень авторов (имя, отчество, фамилия полностью) с указанием уч. степени, должности, места работы, адреса эл. почты, дом. и раб. телефонов.

Обозначения и формулы

Латинские обозначения (P , I , W и т.д.) выполняются *курсивом*, названия функций (\sin , \cos , и т.д.), греческие буквы - обычным (прямым) шрифтом (β , λ , α); обозначения векторов полужирным шрифтом (без верхнего обозначения, \mathbf{W} , \mathbf{a}); номера кривых в рисунках даются *курсивом* (I , 2); русский текст и цифры в верхнем и нижнем индексах - прямым шрифтом ($W_{\text{вых}}$, L^2).

Формулы и греческие символы набираются только в редакторе формул Equation 2.0, 3.0.

Ширина строки формулы – до 8 см, в особых случаях – 16 см.

Ссылки.

Ссылки на формулы и таблицы даются в круглых скобках (*.*); формулы, на которые имеются ссылки в тексте, нумеруются в порядке их появления в тексте цифрой, заключенной в круглые скобки (*.*), по правому краю границы текста, выносятся отдельной строкой и располагаются по центру текста.

В тексте допустимо расположение только однострочных формул, не имеющих нумераций.

Ссылки на источники даются в квадратных скобках [*].

Рисунки

Каждый рисунок содержится в отдельном файле формата bmp, jpg, wmf, psx (сохраненные в монохромном режиме). Размеры рисунков: простые ненасыщенные - ширина 8 см., сложные до 16 см. Рисунки даются только черно-белыми, поэтому разноцветные графики не рекомендуются.

В оформлении рисунков применяются: латинские обозначения (P , I , W и т.д.) – *курсивом*; названия функций (\sin , \cos , и т.д.), греческие буквы (α , β , γ ..) – прямым шрифтом, номера кривых – *курсивом*; обозначения векторов **полужирным** шрифтом (без верхнего обозначения).

Фотографии

Фотографии – черно-белые, в отдельных файлах bmp, jpg, wmf, psx (сохраненные в монохромном или 16-цветном режиме). Размеры рисунков, фотографий: простые – шириной 8 см., сложные до 16 см.

Таблицы

Размеры таблиц – ширина 8 см., большие - до 16 см. Правила оформления обозначений те же, как и для формул.

Библиография

В библиографическом списке нумерация источников должна соответствовать очередности ссылок на них в тексте. Пример правильного оформления показан в образце на следующей странице.

Условия опубликования в сборнике:

- публикации платные;
- стоимость договорная
- оплата производится в течение недели со дня получения уведомления редколлегии о принятии статьи к опубликованию;
- редколлегия подтверждает факт оплаты в течение недели со дня получения перевода;
- материалы статьи направлять в адрес редколлегии: 410012, г. Саратов, ул. Астраханская, 83, Саратовский государственный университет, физический факультет, редколлегия сборника "Вопросы прикладной физики";
- или по электронной почте научному редактору Старшову М.А.: mastarshov@mail.ru

ВЕРОЯТНОСТНЫЕ МОДЕЛИ В БИОФИЗИКЕ

И.А.Иванов, А.И.Петров

Саратовский государственный университет

Иванов Иван Алексеевич, канд. физ.-мат. н, доцент, e@mail, р.т. (8452) 11-12-13,

Петров Антон Иванович, аспирант, e@mail, р.т. (8452) 15-17-13,

Показано, что в некоторых явлениях случайные отклонения от закономерностей настолько малы, что их можно не учитывать. Рассмотрены явления, в которых случайность играет основную роль.

Рассмотрим вероятностную модель биомолекулярной реакции:



Вероятность того, что за время Δt не образуется ни одной молекулы типа C , равна $1-N_1N_2\lambda\Delta t$ [1]. На рис.1 показано изменение скорости продуцирования энтропии около стационарной точки. Кривая 1 – зависимость от времени, кривая 2 – вблизи точки равновесия.

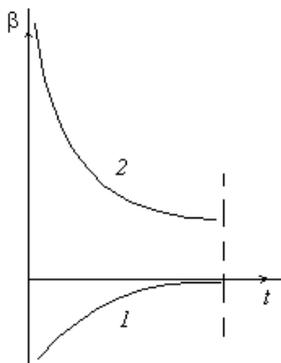


Рис.1

На рис.2 показано изменение скорости продуцирования энтропии около стационарной точки при образовании молекулы типа D .

Библиографический список

1. Рубин А.Б. Биофизика. М., 1987.
2. Иванов И.А. // Материалы междунар. науч.-техн. конф. "Актуальные проблемы электронного приборостроения АПЭП-98". Саратов, 1998. Т.1. С.234-235.
3. Бочаров Е.П. // Изв. Вузов. Радиофизика. 1987. Т.30, №1. С.96-103.
4. Rack A.I. // Bell System Tech. J. 1938. V.17, №3. P.123-124.
5. Van Duzer T. // IEEE Trans. 1963. V.ED-10, №6. P.370-378.
6. Петров П.И. // Вопросы электронной техники. Саратов, 1971. Вып.2. С.12-15.
7. Михайлов А.И., Лернер Д.М. // Письма в ЖТФ. 1998. Т.24, вып.21. С.16-22.

PROBABILISTIC MODELS IN BIOPHYSICS

I.A. Ivanov, A.I. Petrov

Saratov State University

Shown that in some phenomena casual detours from regularities far enough small that their possible not to take into account. Considered phenomena, in which accident plays a main role.

И.Н. САЛИЙ. ВЕЧНАЯ ПАМЯТЬ



18 октября 2016 года не стало замечательного человека, большого ученого, преподавателя от Бога - Салия Игоря Николаевича. Саратовский университет потерял истинного своего сына, много лет трудившегося на благо отечественного образования и науки.

Пятьдесят лет жизни из своих семидесяти пяти Игорь Николаевич отдал родному университету, своей Alma Mater. Окончив с отличием СГУ в 1963 году, он сразу поступает в аспирантуру, которую блестяще оканчивает в 1966 году защитой диссертации на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук на тему «Определение основных параметров электромагнитных передающих линий методом наведенного тока». В том же году с должности ассистента кафедры радиофизики началась долгая и плодотворная преподавательская деятельность И.Н. Салия. Важную роль в становлении Игоря Николаевича как ученого и преподавателя сыграл Григорий Моисеевич Герштейн, его научный руководитель, возглавлявший кафедру радиофизики с 1960 по 1988 годы. Игорь Николаевич стал достойным продолжателем традиций, заложенных Г.М. Герштейном, и вырос в крупного специалиста в области теоретической и прикладной электродинамики микроволн в неоднородных структурах и средах. Созданный им новый математический аппарат теории канонических нерегулярных линий передачи, ориентированный на исследование неоднородных линий с произвольной функцией волнового сопротивления, позволил разработать целый ряд пассивных устройств СВЧ с уникальными частотными характеристиками, оригинальность которых подтверждена авторскими свидетельствами СССР и патентами РФ. Впервые полученные в рамках данного направления результаты вошли в диссертацию на соискание ученой степени доктора физико-математических наук, которую Игорь Николаевич защитил в 1993 году на тему «Численные и численно-аналитические методы теории нерегулярных линий для решения обратных задач электродинамики». Параллельным курсом шла активная работа по подготовке кадров высшей квалификации. Под руководством И.Н. Салия подготовлено пять кандидатов наук. Проработав на кафедре радиофизики до сентября 1999 года, занимая в разное время должности ассистента, старшего преподавателя, доцента и профессора, Игорь Николаевич переходит работать на кафедру электро- и радиотехники (переименованную в 2001 году в кафедру радиотехники и электродинамики) в должности заведующего кафедрой, одновременно становясь деканом физического факультета.

И.Н. САЛИЙ. ВЕЧНАЯ ПАМЯТЬ

Пост декана И.Н. Салий занимал в период с 1999 по 2006 годы, сделав очень многое на благо родного факультета и составлявших его кафедр. Не менее плодотворной была работа Игоря Николаевича и на посту заведующего кафедрой. Именно в период его работы кафедра радиотехники и электродинамики приобрела свой современный облик. Совместно с профессором, доктором физико-математических наук Ольгой Евгеньевной Глуховой он выступил в роли инициатора создания при СГУ Научно-образовательного центра (НОЦ) "Кластерная радиоэлектроника" (Приказ по СГУ 466-В от 18.09.2009). Партнерами НОЦ являются Лаборатория теоретической физики имени Н.Н. Боголюбова (ОИЯИ, Дубна) и лаборатория микро- и наноэлектроники Саратовского филиала Института радиотехники и электроники РАН. С сентября 2012 по сентябрь 2016 года Игорь Николаевич работал в должности профессора кафедры радиотехники и электродинамики, принимая активное участие в учебной и в научной жизни коллектива.

Все, кто знал, кто имел честь учиться у Игоря Николаевича, работать вместе с ним, понимают, какого масштаба это был человек, какими необыкновенными обаянием, эрудицией и харизмой он обладал. Светлой памяти Игоря Николаевича посвящаются следующие строки:

Им в жизни сделано немало!
Он шел тропой славных дел!
И вот, когда его не стало,
Наш мир тотчас осиротел!

Как будто разом смолкли звуки
Оркестра с дивною игрой.
Вдруг опустил маэстро руки,
И дирижёрский пульт покинул свой.

Природа его щедро наградила
Талантами и редкою душой.
Была в нем удивительная сила,
Характер твердый, нерв внутри стальной.

В работе был всегда максималистом,
Он слов пустых на ветер не бросал!
И оставаясь смелым оптимистом,
Все трудности он с честью побеждал!

Нёс в массы он высокую культуру,
Которая жила в нём много лет!
Он оперу любил, литературу
И знал, чем славен каждый был поэт!

Беседа с ним - сплошное наслаждение
Как с шахматистом опытным игра!
И все его былые наставления
Оказывались верными всегда!

Утраты боль, увы, неугасима,
Не затушить печального огня.
Для нас остался он незаменимым,
И не забыть ни одного с ним дня.

Коллектив кафедры радиотехники и электродинамики

СОДЕРЖАНИЕ

ОБЗОР

С.В. Чурочкина, А.А. Удалова	Проблема зарядового радиуса протона	3
---------------------------------	-------------------------------------	---

ОБРАЗОВАНИЕ: УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКИЕ РАЗРАБОТКИ

М.А. Старшов	Электростатика в учебном процессе (от веретена Фалеса до понятия электрического поля)	17
В.В. Машников, А.С. Шаповалов, Д.П. Скребцов	К практике реализации ФГОС-3 по физике в вузе	21
А.С. Шаповалов, В.В. Машников, С.А. Шаповалов	Статистическая коррекция вывода закона Джоуля-Ленца	27
О.Е. Глухова, В.В. Шунаев, М.М. Слепченков	О курсе лекций по структурной механике наноматериалов	30
И.А. Шаповалова	Компьютер как инструмент программированного метода обучения английскому языку	33

ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ

А.С. Шаповалов, М.Г. Инкин, К.В. Мироненко, Л.М. Минкин, С.А. Шаповалов	Особенности спектра аномального дробового шума неоднородного эмиттера при равномерном распределении параметра интенсивности эмиссии	35
М.Г. Инкин, К.В. Мироненко, А.С. Шаповалов	Многоуровневая дискретная модель неоднородного эмиттера и максимальный уровень аномального дробового шума	39
М.Г. Инкин, К.В. Мироненко, А.С. Шаповалов	Частотные характеристики аномального дробового шума для многоуровневой дискретной модели неоднородного эмиттера	42
К.В. Мироненко, М.Г. Инкин, А.С. Шаповалов	Асимметричная трёхуровневая модель неоднородного эмиттера и уровень аномального дробового шума	45

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

А.Ф. Крылов, В.З. Угланова, К.Е. Панкин	Определение работы в термодинамике при наличии поля сил тяжести	50
С.В. Чурочкина	Современные эксперименты по созданию атомов антиводорода	51
Н.Е. Ньюнок, К.В. Санков	Особенности постановки задач при решении уравнения Шредингера в случае двумерного постоянного потенциала	59

PERSONALIA

В.М. Аникин	«Перед нами открылся новый увлекательный мир науки...». К 60-летию присуждения Нобелевской премии Н. Н. Семёнову	63
-------------	---	----

ОТ РЕДКОЛЛЕГИИ СБОРНИКА

	Памятка для авторов	70
	И.Н. Салий. Вечная память	72
	СОДЕРЖАНИЕ	74
	CONTENTS	75
	Сведения об авторах статей сборника	76
	В конце номера. Из коллекции М.А. Старшова	77

CONTENTS

REVIEW		
S. V.Churochkina, A. A.Udalova	The proton radius problem	3
EDUCATION: METHODOICAL DEVELOPMENT		
M.A.Starshov	Electrostatics in educational process	17
A.S. Shapovalov, V.V. Mashnicov, S.A. Shapovalov	The statistical correction of calculation of the law of Joule - Lentz	21
O.E. Glukhova, V.V. Shunaev, M.M. Slepchenkov	About the course of lectures on structural mechanics of nanomaterials	27
I.A. Shapovalova	Use of programming method of teaching English	33
ELECTROMAGNETISM		
A.S.Shapovalov, M.G. Inkin, K.V. Mironenko, L.M. Minkin, S.A. Shapovalov	Features of the anomalous shot noise spectrum of heterogeneous emitter at the even distribution of the emission intensity parameter	35
M.G. Inkin, K.V. Mironenko, A.S. Shapovalov	Multilevel discrete model of the heterogeneous emitter and maximal level of the anomalous shot noise	39
M.G. Inkin, K.V. Mironenko, A.S. Shapovalov	The frequency characteristics of the anomalous shot noise for multilevel discrete model of the heterogeneous emitter	42
K.V. Mironenko, M.G. Inkin, A.S.Shapovalov	Asymmetric three-level model of the heterogeneous emitter and the level of the anomalous shot noise characteristics	45
THEORETICAL AND MATHEMATICAL PHYSICS		
Krylov A.F., Uglanova V.Z. Pankin K.E.	Definition of the thermodynamic work in presence of the gravity field	50
S. V.Churochkina	The up-to-date experiments on production of antihydrogen atoms	51
N.E. Nyun'co, K.V. Sankov	Particular formulation of the problem of the solution of the Schrödinger equation in case of two-dimensional constant potential	59
PERSONALIA		
Anikin V.M.	“A new fascinating world of science was opened before us...”. On the 60th anniversary of awarding nobel prize to Nikolai N. Semenov	63
FROM THE EDITORIAL BOARD		
	Notes to the authors	70
	List of Authors	72
	IM MEMORIAM. PROFESSOR I.N.SALYJ	73
	CONTENTS IN RUSSIAN	75
	CONTENTS IN ENGLISH	76
	At the end of issue	77

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ СТАТЕЙ СБОРНИКА

Аникин Валерий Михайлович	д.ф-м.н, профессор, декан физического факультета	СГУ, физический факультет
Глухова Ольга Евгеньевна	д.ф-м.н, профессор, зав. кафедрой	СГУ, кафедра радиотехники и электродинамики
Инкин Максим Глебович	студент 1 курса магистратуры.	СГУ, физический факультет
Крылов Александр Фёдорович	к.ф-м.н., доцент	СГУ, кафедра нефтехимии и техногенной безопасности
Машников Валерий Васильевич	к.ф-м.н., доцент	СГУ, кафедра компьютерной физики и метаматериалов
Минкин Леонид Моисеевич	к.ф-м.н., профессор	Портландский университет, США
Мироненко Ксения Витальевна	студент 1 курса магистратуры	СГУ, физический факультет
Нюнько Николай Евгеньевич	к.ф.-м.н., доцент, инженер	СГУ, кафедра компьютерной физики
Панкин Кирилл Евгеньевич	к.х.н., доцент	СГАУ им. Н.И.Вавилова, кафедра техносферной безопасности и транспортно-технологических машин
Санков Константин Викторович	главный специалист - эксперт	Министерство сельского хозяйства Саратовской области
Скребцов Даниил Петрович	студент.	Технологический институт «Технион», Израиль.
Слепченков Михаил Михайлович	к.ф-м.н., доцент	СГУ, кафедра радиотехники и электродинамики
Старшов Михаил Александрович	доцент, зав. УИЛ	СГУ, кафедра компьютерной физики и метаматериалов
Углова Варсения Загидовна	к.хим.н., доцент	СГУ, кафедра нефтехимии и техногенной безопасности
Удалова Анастасия Александровна	студент 2 курса магистратуры	СГУ, физический факультет
Чурочкина Светлана Викторовна	к.ф-м.н., доцент	СГУ, кафедра компьютерной физики и метаматериалов на базе института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
Шаповалов Александр Степанович	д.ф-м.н. профессор	СГУ, кафедра компьютерной физики и метаматериалов
Шаповалов Степан Александрович	инженер	Саратовское электроагрегатное производственное объединение
Шаповалова Ирина Александровна	учитель высшей категории	МОУ «Гимназия № 31», г. Саратов
Шунаев Владислав Викторович	к.ф-м.н., ассистент	СГУ, кафедра радиотехники и электродинамики

Из коллекции М. Стариова

«На заседании Диссертационного совета Д 212.243.01 была рассмотрена представленная на соискание учёной степени кандидата филологических наук диссертация Е.В. Л-вой «Резонансные СВЧ-методы многопараметровых измерений эпитаксиальных полупроводниковых структур с нанометровыми металлическими слоя»...»

-Всегда казалось, что главное в физике – точное слово! После претензии на сайте первое подчёркнутое слово изменилось, но второе сохранилось. А вот интересно, где филологи поставили бы ударение в слове «нанометровыми»? 5 дек 16 сайт СГУ:

«...Как известно, параллельные лучи света, проходя через светопреломляющую систему (линзу), сходятся в одной точке позади линзы. В этой точке наблюдается сфокусированное перевернутое и уменьшенное изображение предметов, находящихся перед линзой. Расстояние от передней поверхности линзы до точки пересечения лучей света в фокусе называется главным фокусным расстоянием...»

Нормальная физиология. Под ред. профессора КОРОБКОВА А.В. М., Высшая школа. 1980. С.335.

«Значения констант скорости обратно пропорциональны времени движения ядер между соседними состояниями, т.е. от координаты R_i к координате R_{i+1} : $k_i = 1/\tau_i$ »

ПРИРОДА 2005, №8, С.7

Может константа быть пропорциональна?..

Ве-ва И. В., Обзор методов управления и **контроля** процесса организации **онтроля** результатов обучения.....28-37

Образование в современном мире .

Сборник научных статей/. Саратов, 2013. Выпуск 8 - 208 с. -

«Смолянки её выпуска резко ВЫДЕЛЯЛИСЬ ОТ светских сверстниц не их воспитания».

Журнал «Вопросы образования», 2007, №3, С.273. Гл. редактор Я.И. КУЗЬМИНОВ.

«-В молодости я читал роман американского писателя **Митчелла Уиллиса**. Он подробно описывал ход лучевой болезни у молодого физика...Насколько писатель был точен?»

ГУБАРЕВ В.С. Атомная бомба. 2009, С.513. А ведь это Митчел УИЛСОН! Спрашивает автор, а собеседница, врач, профессор А. К. УСЬКОВА задумчиво: «Хорошо написано...».

«В итоге учащийся овладевает, например, полной системой уравнений Максвелла, приемами сложных математических вычислений. Но понял ли он суть самих этих уравнений? У меня на этот счет

большие сомнения. Ибо вся эта достаточно сложная математика НИКАКОГО ОТНОШЕНИЯ к реальному процессу познания ОСОБОГО ОТНОШЕНИЯ не имеет. Ведь речь идет лишь о дисциплинарной форме представления знания (или информации)».

ДОЛЖЕНКО О.В., д.филос.н., профессор, гл ред.// ВВШ 07, №10. С.10.

«...Были и порядочные, знающие преподаватели (З.В. Смирнова, Г.С. Арефьева, В.Н. Бурлак), но под разными предложениями их СТАРАЛОСЬ выжить или дискредитировать».

МИТРОХИН Л.Н., академик РАН / В книге «Как это было», М.,2010. С.184.

Ну, это замечательно! Профессор, доктор филологии, завкафедрой общего и классического языкознания Иркутского лингвистического университета В.П. ДАНИЛЕНКО в журнале «ЛИТУЧЁБА»(2008, №6, С.150) цитирует то самое интервью ректора ЛГУ Л.А.ВЕРБИЦКОЙ в ЛГ 2002, №37 и не замечает её ЛЯПА! Так и пишет “toy full”.а это TOEFL

В статье кандидата исторических наук, доцента САМУСИКА А. поминается некий «Я. КАМЕНСКИЙ», видимо, его знакомый педагог [ВВШ 07. №2, С.40]. Остальным известен Ян Амос Коменский.

«...катастрофа французской армии под Березиной...» (С.697)

«Под Бородином погиб Багратион...» (С.675), а на следующей странице автор цитирует Л.Н. Толстого: «...одержана русскими под Бородиным...»

МАНФРЕД А.З. Наполеон Бонапарт М., 1986.

«...В работах ученого прослеживается эволюционная цепочка развития материи: эфир – РАЗРЯЖЕННАЯ материя – сгущение газообразной массы – Солнце – Земля - человек»

КОВАЛЕВА Г.П. Философская модель космизма К.Э. Циолковского//Философские науки 2006, №2, С.75.

«...Электроны проводимости в полупроводнике ведут себя подобно молекулам идеального газа, для которых энергия, а значит И СКОРОСТЬ, пропорциональна температуре... »

ФИСКИНД Е.Э., КОРНИСИК К.И. Термоэлектричество в учебной физике. Глазов, 2004.

Для молекул газа скорость определяется точно не корнем квадратным из температуры?