

5. Разработчики БХЭ приглашены участвовать в Европейском космическом проекте "Far IR Proto-Galaxy Imager: Interferometer" в рамках Европейской программы Cosmic Vision 2015–2025 [3]. В интересах развития российской науки важно не упустить такой шанс. Активное участие Российской академии наук может значительно укрепить наши позиции в этом Европейском проекте.

6. Международный проект СУБМИЛЛИМЕТРОН (<http://www.asc.rssi.ru/submillimetre/submill.htm>, <http://fy.chalmers.se/~kuzmin/Projects/Platform.html>), руководимый Астрокосмическим центром (АКЦ) ФИАН и корпорацией "Энергия", предполагает создание космической научной платформы с криогенным телескопом и набором сверхпроводниковых приемников.

7. Два совместных проекта Чалмерского университета и АКЦ ФИАН поданы в Шведское национальное космическое агентство "Submillimeter Space Telescope for Photometric Sky Survey" (<http://fy.chalmers.se/~f4agro/Submillimetre/SubmmSNSB.htm>) и "Imaging Arrays of Superconducting Detectors" (<http://fy.chalmers.se/~kuzmin/Projects/SUPERIMAGE.html>).

8. АКЦ ФИАН получил приглашение участвовать в суборбитальной программе НАСА и предложить аэростатный эксперимент. Такой аэростат будет пролетать через территорию России, и разрешение на полет может быть связано с установкой отечественной системы на борт. В качестве возможного варианта можно рассматривать систему, аналогичную радиотелескопу ОЛИМПО, создаваемому в рамках международной кооперации.

9. Наземный телескоп САО РТ-70 может быть оснащен чувствительным болометрическим приемником. Это одновременно могло бы стать хорошей демонстрацией работоспособности приемника в условиях реального телескопа.

9. Заключение

Подводя итоги изложенному, можно предложить следующие шаги по участию в программах исследования темной материи и темной энергии.

1. Утверждение этой программы на уровне Отделения физических наук РАН.

2. Активное участие в развитии *нового поколения болометров на холодных электронах* с JFET/SQUID системами считывания для *международного аэростатного проекта ОЛИМПО*.

3. Активное участие в создании приемной системы для *международного аэростатного проекта ПИЛОТ* (<http://www.cesr.fr/%7Ebernard/ELISA/>).

4. Участие в *Европейском консорциуме "Развитие сверхпроводниковых сверхчувствительных датчиков"* и участие в *Европейской программе Cosmic Vision 2015–2025* (<http://sci.esa.int/science-e/www/object/index.cfm?fobjectid=35858>).

Участие в *Европейском космическом проекте "Far IR Proto-Galaxy Imager: Interferometer"*.

5. Участие в *аэростатных проектах НАСА* с использованием разработок по пп. 3, 4.

6. Создание субмиллиметровой криогенной приемной системы с БХЭ для наземного телескопа РТ-70.

7. Разработка криогенного космического телескопа по проекту СУБМИЛЛИМЕТРОН на основе широкого международного сотрудничества и приемников, разра-

ботанных для аэростатных проектов (<http://www.asc.rssi.ru/submillimetre/submill.htm>).

Список литературы

1. Seife C "Breakthrough of the year 2003: Illuminating the Dark Universe" *Science* **302** 2038 (2003)
2. *European Space Agency (ESA) Workshop "New Perspectives for Post-Herschel Far Infrared Astronomy from Space"*, Madrid, Spain, September 1–4, 2003; <http://damir.iem.csic.es/workshop/program.html>
3. "European Space Programme Cosmic Vision 2015–2025"¹; <http://sci.esa.int/science-e/www/object/index.cfm?fobjectid=35858>
4. Leisawitz D T et al. *Proc. SPIE* **4013** 36 (2000)
5. Kuzmin L S *Physica B* **284–288** 2129 (2000)
6. Kuzmin L S, Devyatov I A, Golubev D *Proc. SPIE* **3465** 193 (1998)
7. Kuzmin L et al. *Supercond. Sci. Technol.* **17** S400 (2004)
8. Agulo I, Kuzmin L, Tarasov M "Attowatt sensitivity of the cold-electron bolometer" *Appl. Phys. Lett.* (2005) (submitted)
9. Тарасов М и др. *Письма в ЖЭТФ* **76** 588 (2002)
10. Lee A T et al. *Appl. Phys. Lett.* **69** 1801 (1996)
11. Golubev D, Kuzmin L J. *Appl. Phys.* **89** 6464 (2001)
12. Kuzmin L, Golubev D *Physica C* **372–376** 378 (2002)
13. Kuzmin L *Proc. SPIE* **5498** 349 (2004)
14. Тарасов М и др. *Письма в ЖЭТФ* **79** 356 (2004)

PACS numbers: 21.10.Re, 23.20.Lv, 23.20.Nx, 25.20.Dc, **27.70.+q**

Индукцированный распад ядерного изомера $^{178m2}\text{Hf}$ и "изомерная бомба"

Е.В. Ткаля

1. Введение

В последнее время средства массовой информации неоднократно сообщали о планах некоторых стран начать разработку так называемой "изомерной" бомбы на основе ^{178}Hf [1]. Речь идет ни много ни мало как о создании нового вида ядерного оружия, не подпадающего под действие существующих договоров о нераспространении. Основанием для подобных публикаций стали сенсационные результаты по индуцированному распаду долгоживущего изомера $^{178m2}\text{Hf}(16^+, 2446 \text{ кэВ}, 31 \text{ год})$ [2–10], полученные в 1999–2004 гг. группой исследователей под руководством Карла Коллинса (Carl V. Collins), директора Центра квантовой электроники при Техасском университете в Далласе (Center for Quantum Electronics, University of Texas at Dallas). Несмотря на уже пятилетнюю историю вопроса, на русском языке нет ни одной научной публикации, посвященной этой проблеме. Настоящая работа призвана восполнить данный пробел.

Вещество с запасенной энергией вместе с физическим процессом, обеспечивающим ее быстрое высвобождение, — две составляющие любого взрывного устройства. В случае "гафниевого" бомбы энергия заключена в метастабильном состоянии в количестве 2,446 МэВ на ядро, или 1,3 ГДж на 1 г вещества. По мнению экспертов Пентагона [11], "such extraordinary energy density has the potential to revolutionize all aspects of warfare". Вопрос лишь в том, как обеспечить управляемый распад $^{178m2}\text{Hf}$.

Простой способ ускорить распад изомера был найден в экспериментах [2, 3]. Мишень, содержащая ядра

¹ Accepted at European Science Community Meeting, Paris, 15 October 2004.

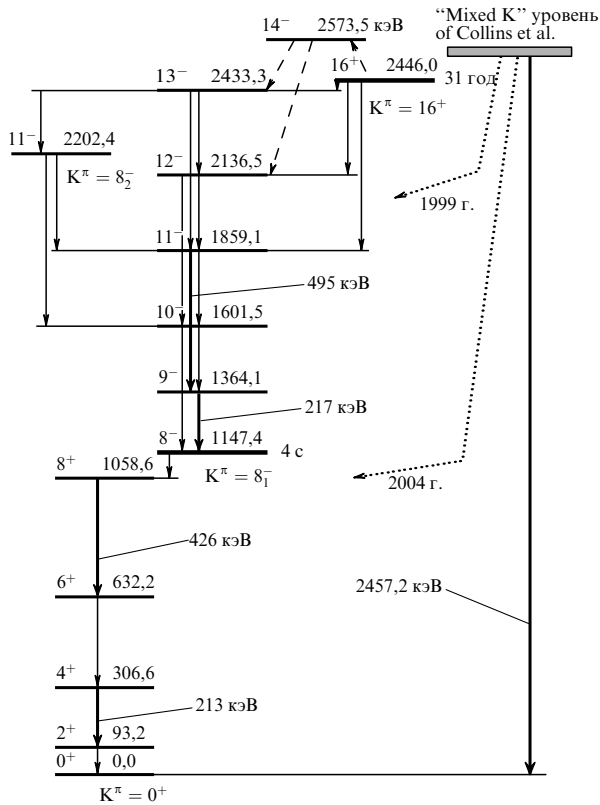


Рис. 1. Схема распада $^{178m2}\text{Hf}$ по данным [12, 13]. Выделены переходы в спектре ^{178}Hf , в которых согласно [2, 3, 7] было зафиксировано увеличение интенсивности γ -излучения, превышающее погрешность измерений, а также линия 2457,2 кэВ, обнаруженная в [10]. Пунктирные линии демонстрируют эволюцию представлений авторов [2–10] о схеме распада промежуточного “mixed K” состояния от работы [2] 1999 г. до работы [10] 2004 г. Штриховыми линиями показана схема возможного эксперимента по индуцированному распаду изомера через уровень 14^- (2573,5 кэВ) (см. раздел 4 настоящей работы).

$^{178m2}\text{Hf}$, подвергалась воздействию излучения стоматологической рентгеновской установки. Верхняя граница спектра фотонов в [2] составляла 70 кэВ в одном наборе измерений и 90 кэВ — в другом. В первом случае статистически значимого увеличения интенсивностей γ -переходов зафиксировано не было. Во втором в спектре распада изомера $^{178m2}\text{Hf}$ (рис. 1) наблюдалось увеличение на 6% интенсивности γ -линии с энергией 495 кэВ, и на 2% — γ -линии с энергией 426 кэВ. В работе [3] спектр тормозных фотонов обрезался на 63 кэВ. Было обнаружено усиление на 1,6% γ -линии 213 кэВ.

Работы [7, 10] выполнялись на синхротронном пучке ускорителя SPring-8 (Япония). В [7] энергии фотонов менялись в диапазоне 9–13 кэВ. При достижении порога фотоионизации L_{III} -оболочки атома Hf было зафиксировано увеличение на 1% суммарной интенсивности γ -линий 213 кэВ и 217 кэВ. При достижении порога фотоионизации L_I -оболочки увеличение интенсивности γ -линии 217 кэВ составило 3%. В работе [10] регистрировались все фотоны с энергиями более 100 кэВ. При энергии синхротронного излучения (СИ) 9567 эВ, в-первых, возрастал на 3,6%–5% общий счет таких фотонов, а во-вторых, появлялась новая для ядра ^{178}Hf линия 2457,2 кэВ. Помимо этого в экспериментах с СИ была зафиксирована линия 130,2 кэВ [9], также не характерная для спектра излучения ^{178}Hf .

Часть заявленных в [2, 3, 7, 10] результатов уже проверена. В первых же откликах [14–16] на публикацию [2] было отмечено несоответствие измеренного интегрального сечения ряду установленных фактов, в частности правилу сумм [15, 16]. Затем группа физиков из трех научных центров США — Лос-Аламосской национальной лаборатории (Los Alamos National Laboratory), Национальной лаборатории Лоуренса в Ливерморе (Lawrence Livermore National Laboratory) и Аргоннской национальной лаборатории (Argonne National Laboratory) — попыталась обнаружить эффект индуцированного распада $^{178m2}\text{Hf}$ в специально поставленных экспериментах [17, 18]. Детальные измерения, проведенные на Advanced Photon Source в Аргоннской национальной лаборатории, не выявили какого-либо увеличения интенсивности γ -переходов в ядре ^{178}Hf при облучении мишени фотонами в диапазонах энергий 20–60 кэВ [17] и 9–20 кэВ [18]. Между тем в эксперименте [17] интенсивность пучка фотонов на несколько порядков величины превышала интенсивность тормозного рентгеновского излучения в работах Коллинса и др. [2, 3]. Соответственно, можно было ожидать значительного усиления наблюдавшегося в [2, 3] эффекта. Однако скорость распада изомера $^{178m2}\text{Hf}$ в работе [17] в пределах 2%-ной погрешности измерений оставалась постоянной вне зависимости от того, облучалась мишень или нет. Что касается экспериментов с фотонами 9–13 кэВ, то в этом случае установленный в [18] верхний предел для интегрального сечения индуцированного распада $^{178m2}\text{Hf}$ оказался на три порядка меньше, чем в эксперименте [7]. Отметим, что результаты, полученные на синхротроне в Аргоннской национальной лаборатории, согласуются с измерениями на пучке National Synchrotron Light Source в Брукхейвенской национальной лаборатории (Brookhaven National Laboratory) [19], где также не удалось подтвердить (в пределах точности измерений) наличие индуцированного распада под действием фотонов в диапазоне энергий от потенциала ионизации L_I -оболочки атома Hf до 12–13 кэВ. Наконец, отрицательный результат был получен и в эксперименте с тормозным излучением [20] с предельной энергией тормозных фотонов 100 кэВ.

Результаты экспериментов 1998–2003 гг. систематизированы в работе [21].

2. Модели процесса индуцированного распада и анализ экспериментальных результатов

Попробуем разобраться в сложившейся ситуации, проведя несложный теоретический анализ.

Исходя из условий экспериментов [2, 3, 7, 10], можно утверждать, что мы имеем дело с электромагнитным и никаким иным процессом. При этом выраженных эффектов, связанных с сильными электромагнитными полями, здесь, очевидно, нет — падающее излучение некогерентно и имеет недостаточную интенсивность. В таких обстоятельствах возможны два варианта индуцированного распада. В первом рентгеновское излучение, минуя атомную оболочку, воздействует непосредственно на ядро, вызывая распад изомера через промежуточный ядерный уровень. Во втором рентгеновские фотоны взаимодействуют с оболочкой атома, а уже с нее возбуждение передается на ядро. Диаграммы, описывающие оба процесса в рамках теории возмущений для

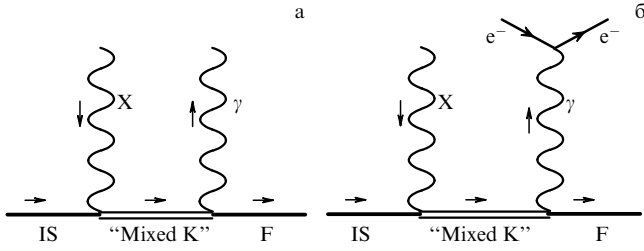


Рис. 2. Диаграммы индуцированного распада при взаимодействии фотона с ядром. Показаны каналы распада промежуточного ядерного состояния: (а) γ -излучение; (б) внутренняя электронная конверсия.

квантовой электродинамики, приведены на рис. 2 и 3 соответственно (ограничиваемся вкладом прямых диаграмм, так как цель работы — оценить эффект по порядку величины).

Существует и третий, принципиально иной сценарий. При "нормальном" спонтанном распаде ядерные переходы с изомерного состояния идут непосредственно на нижележащие уровни. Можно попытаться создать условия, при которых увеличится вероятность одного из таких ядерных переходов. Этот вариант будет рассмотрен в разделе 2.3 настоящей работы.

2.1. Распад при взаимодействии фотона с ядром

Рассмотрим индуцированный распад при взаимодействии рентгеновских фотонов непосредственно с ядром. Сечение процесса, описываемого суммой диаграмм рис. 2, элементарно рассчитывается по правилам КЭД. В широком спектре тормозного излучения найдутся фотоны, которые будут возбуждать резонансно те или иные промежуточные ядерные уровни.

Вблизи резонанса, где работает одноуровневое приближение, сечение принимает брейт-вигнеровскую форму

$$\sigma_{ind}(\omega_X) \simeq \frac{\lambda_X^2}{2\pi} \frac{\Gamma^{rad}(\omega_X; IS \rightarrow \text{"mixed K"})/2 \Gamma^{rad+conv}(\omega_X; \text{"mixed K"} \rightarrow F)/2}{[\omega_X - (E_{\text{"mixed K"}} - E_{IS})]^2 + (\Gamma_{\text{"mixed K"}}^{tot}/2)^2} \quad (1)$$

В формуле (1) ω_X — энергия, а $\lambda_X (= 2\pi/\omega_X)$ — длина волны рентгеновских квантов (в работе принята система единиц $\hbar = c = 1$), E_{IS} и $E_{\text{"mixed K"}}$ — энергии начального (в данном случае — изомерного) и промежуточного состояний ядра, $\Gamma^{rad+conv}(\omega_X; \text{"mixed K"} \rightarrow F)$ — сумма соответственно радиационной (Γ^{rad}) и конверсионной (Γ^{conv}) ширины как функции энергии ядерного перехода ω_γ с промежуточного уровня на уровень F, $\Gamma_{\text{"mixed K"}}^{tot}$ — полная ширина промежуточного состояния.

Интегральное сечение легко получается из (1) и имеет вид

$$\int \sigma_{ind}(\omega_X) d\omega_X \simeq \frac{\lambda_{Xr}^2}{4} \Gamma^{rad}(\omega_{Xr}; IS \rightarrow \text{"mixed K"}) \times \frac{\Gamma^{rad+conv}(\omega_\gamma; \text{"mixed K"} \rightarrow F)}{\Gamma_{\text{"mixed K"}}^{tot}} \quad (2)$$

Здесь энергия резонансных фотонов уже фиксирована условием $\omega_{Xr} = E_{\text{"mixed K"}} - E_{IS}$.

Сечения индуцированного распада $^{178m2}\text{Nf}$, измеренные в [2, 3, 7], оказались аномально большими. Авторы считают, что в спектре возбуждения ядра ^{178}Nf существует некий "mixed K" уровень (см. рис. 1), через который и происходит индуцированный распад. Во всех экспериментах группы Коллинса указанное состояние обеспечило эффективное преодоление К-запрета.

Здесь уместно сделать следующее замечание. По мере совершенствования техники измерений и повышения чувствительности аппаратуры схемы распадов ядер уточняются. В них время от времени добавляются новые, как правило, мало интенсивные переходы и слабо заселяемые уровни. В работах [2–10] речь идет о другом. Как мы увидим ниже, свойства, которыми должны обладать состояния "mixed K", чтобы соответствовать требованиям измерений [2, 3, 7, 10], по меньшей мере, необычны. Уровни с такими свойствами кардинально изменяют известные схемы распада и γ -спектры ядер. Сейчас каких-либо иных оснований, кроме результатов нескольких экспериментов вышеназванной группы, для этого нет.

Тем не менее примем предположение авторов [2–10]. Рассмотрим модельную задачу с дополнительным уровнем, относительно свойств которого сделаем ряд сильных допущений [22, 23].

Модель. 1. Пусть промежуточный уровень "mixed K" связан со всеми другими ядерными состояниями К-разрешенными переходами.

2. Припишем уровню "mixed K" спин 15^- , т.е. обеспечим E1-переход между ним и изомером $16^+(2446 \text{ кэВ})$.

3. Предположим, что ядерный матричный элемент указанного E1-перехода имеет максимально возможное для ядра ^{178}Nf значение, а именно равен матричному элементу коллективного перехода в состояние гигантского дипольного резонанса (GDR).

4. Аналогичное предположение о коллективном характере сделаем для всех переходов из промежуточного состояния "mixed K" на нижележащие уровни. (Этим мы уменьшим вероятность возвращения ядра обратно на изомерный уровень и создадим условия для максимального заселения состояний, с которых в [2, 3, 7, 10] отмечены переходы увеличенной интенсивности.)

В рамках принятой модели значение радиационной ширины для E1-перехода, связывающего изомер с промежуточным уровнем, находящимся на расстоянии 40 кэВ, будет

$$\Gamma^{rad}(E1_{GDR}; IS \rightarrow \text{"mixed K"}; 40 \text{ кэВ}) \simeq 3 \times 10^{-3} \text{ эВ} .$$

Чтобы обнаружить индуцированный распад, ядро из промежуточного состояния не должно с вероятностью единица возвращаться обратно на изомерный уровень. Расчет [22, 23] показывает, что оптимальным для индуцированного распада изомера $16^+(2446 \text{ кэВ})$ оказывается заселение ближайшего состояния $13^-(2433 \text{ кэВ})$. Оно обеспечивает минимально возможный по мультипольности E2-переход с промежуточного уровня 15^- с радиационной шириной $\Gamma^{rad}(E2_{GQR}; \omega_\gamma = 53 \text{ кэВ}) \simeq 10^{-8} \text{ эВ}$ и коэффициентом конверсии $\alpha \simeq 60$. (GQR в выражении для Γ^{rad} означает, что в соответствии с пунктом 4 модели использован матричный элемент перехода в состояние гигантского квадрупольного резонанса.) Распад промежуточного состояния на уровни $12^-(2136 \text{ кэВ})$ и $11^-(1859 \text{ кэВ})$ по радиационному и конверсионному

каналам дает менее 1 % к вероятности перехода на уровень 13^- (2433 кэВ).

Суммируя изложенное, получаем следующее ограничение сверху на величину интегрального сечения:

$$\int \sigma_{\text{ind}}(\omega_X) d\omega_X \leq 10^{-27} \text{ см}^2 \text{ кэВ}.$$

До значения, измеренного в работе [2] ($\sim 10^{-21} \text{ см}^2 \text{ кэВ}$), не хватает шести порядков. Единственный способ компенсировать недостающие порядки — это предположить существование целого “континуума”, т.е. примерно 10^6 неперекрывающихся промежуточных уровней, лежащих на расстоянии $40 \pm 20 \text{ кэВ}$ над изомерным состоянием и обладающих удивительными свойствами 1–4.

Легко видеть, что в формуле (2) есть определенный “резерв” для увеличения теоретического значения сечения. Сделаем в дополнение к четырем перечисленным выше еще одно предположение.

5. Пусть в спектре ^{178}Hf под промежуточным состоянием “mixed K” существует такой уровень, что парциальная ширина перехода на него практически исчерпывает полную ширину промежуточного состояния $\Gamma_{\text{“mixed K”}}^{\text{tot}}$. (Эта гипотеза, как станет ясно в разделе 2.2, неявно содержится в работе [7].) Полагая в формуле (2)

$$\frac{\Gamma^{\text{rad+conv}}(\omega_\gamma; \text{“mixed K”} \rightarrow \text{F})}{\Gamma_{\text{“mixed K”}}^{\text{tot}}} \sim 1, \quad (3)$$

получаем для интегрального сечения оценку

$$\int \sigma_{\text{ind}}(\omega_X) d\omega_X \leq 10^{-23} \text{ см}^2 \text{ кэВ}.$$

Видим, что и в этом случае не хватает двух порядков до измеренной величины.

В публикации [3] приводится значение $2,2 \times 10^{-22} \text{ см}^2 \text{ кэВ}$ для интегрального сечения индуцированного распада через промежуточный уровень “mixed K”, отстоящий от изомерного на величину $\leq 20 \text{ кэВ}$. Теоретическая оценка сечения для такого уровня тоже изменится. Радиационная ширина E1-перехода пропорциональна третьей степени энергии. Поэтому замена 40 кэВ на 20 кэВ даст следующие соотношения:

$$\int \sigma_{\text{ind}}(\omega_X) d\omega_X \leq 10^{-28} \text{ см}^2 \text{ кэВ}$$

в рамках предположений 1–4 и

$$\int \sigma_{\text{ind}}(\omega_X) d\omega_X \leq 10^{-24} \text{ см}^2 \text{ кэВ}$$

с дополнительным условием 5. По-прежнему не хватает, соответственно, шести и двух порядков до измеренной величины.

2.2. Распад при взаимодействии фотона с атомной оболочкой

Перейдем к анализу работы [7]. В ней было зафиксировано ускорение спонтанного распада изомера на 1–3 % при ионизации L-оболочки атома Hf синхротронным излучением с плотностью потока фотонов $\varphi \simeq 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Измеренное усиление $f \simeq 0,01–0,03$

позволяет рассчитать сечение индуцированного распада:

$$\sigma_{\text{ind}} = \frac{f \ln 2}{T_{1/2}^{\text{IS}}} \simeq 2 \times 10^{-22} \text{ см}^2.$$

Далее авторы исходили из предположения, что наблюдаемый эффект вызван возбуждением ядра ^{178}Hf из изомерного состояния на промежуточный уровень “mixed K” вследствие перехода одного из атомных электронов на вакансию в L-оболочке. Зная сечение фотоионизации $\sigma_{\text{ion}}^{(\text{L})} \simeq 7,5 \times 10^{-20} \text{ см}^2$ [24], они оценили вероятность P этого процесса как

$$P = \frac{\sigma_{\text{ind}}}{\sigma_{\text{ion}}^{(\text{L})}} \simeq 2 \times 10^{-3}.$$

Подчеркнем, в приведенной формуле нет коэффициента ветвления. А это все равно, что приравнять его к единице. Последнее, как мы видели, возможно только при наличии под промежуточным состоянием “mixed K” некоего уровня со свойствами, отраженными в пункте 5 модели.

Проанализируем измеренное в [7] значение $\sigma_{\text{ind}} \simeq 2 \times 10^{-22} \text{ см}^2$ сначала в рамках условий 1–4, а затем и с учетом условия 5.

Пусть снова имеет место резонансное возбуждение промежуточного уровня “mixed K” при E1-переходе электрона с M_{II} - на L_I -оболочку атома гафния (выбранные подоболочки обеспечивают наибольший атомный матричный элемент [25]). Напомним, что на этот раз речь идет об уровне “mixed K”, лежащем на расстоянии примерно 8,9 кэВ над изомерным состоянием 16^+ (2446 кэВ). В рамках рассматриваемого процесса предположение о резонансном характере возбуждения является далеко не столь тривиальным, как в случае фотовозбуждения тормозным излучением. Теперь промежуточный и изомерный уровни должны быть связаны переходом, энергия которого ω_N совпала бы с энергией атомного перехода ω_A в пределах ширины вакансий $\Gamma_{L_I} + \Gamma_{M_{II}} \simeq 10 \text{ эВ}$ [26]. Известно очень мало случаев столь уникального совпадения. Поэтому добавим сделанное весьма сильное предположение в модель раздела 2.1 под отдельным номером 6.

Теория возбуждения ядер в атомных переходах (так называемый процесс NEET от Nuclear Excitation by Electron Transition), разработанная в [27–30], хорошо согласуется с современными экспериментальными данными [31–34] и может быть использована для анализа результатов работы [7].

Относительная вероятность той стадии изображенного на рис. 3 процесса, в которой происходит возбуждение ядра виртуальным фотоном, излученным атомным электроном, рассчитывается по формуле [27–29]

$$P_{\text{NEET}} = \left(1 + \frac{\Gamma_{M_{II}}}{\Gamma_{L_I}}\right) \frac{E_{\text{int}}^2}{(\omega_N - \omega_A)^2 + (\Gamma_{L_I} + \Gamma_{M_{II}})^2/4}. \quad (4)$$

Ключевой параметр в (4) — это энергия взаимодействия E_{int} электронного

$$j_{L_I M_{II}}^{\mu}(\mathbf{r}) = -e\bar{\psi}_{L_I}(\mathbf{r})\gamma^{\mu}\psi_{M_{II}}(\mathbf{r})$$

и ядерного

$$j_{\text{“mixed K” IS}}^{\nu}(\mathbf{R}) = e\Psi_{\text{“mixed K”}}^+(\mathbf{R})\hat{J}^{\nu}\Psi_{\text{IS}}(\mathbf{R})$$

электромагнитных токов перехода. E_{int}^2 есть усредненный по начальным и просуммированный по конечным

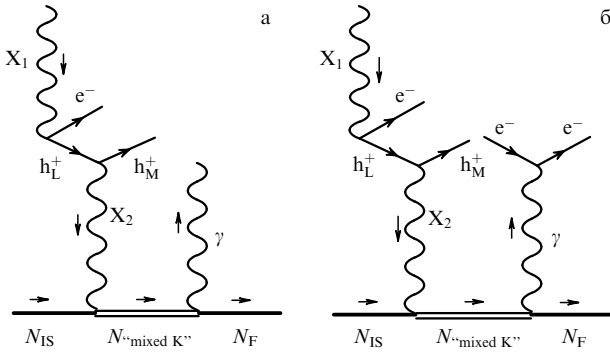


Рис. 3. Диаграммы индуцированного распада при ионизации оболочки атома. Изображен процесс возбуждения ядра при переходе образовавшейся вакансии с нижних атомных уровней на верхние и последующий распад промежуточного ядерного состояния по тем же каналам, что и на рис. 2.

состояниям квадрат модуля гамильтониана взаимодействия

$$H_{\text{int}} = \int d^3r d^3R j_{L_{II}M_{II}}^\mu(\mathbf{r}) D_{\mu\nu}(\omega_N; \mathbf{r} - \mathbf{R}) J_{\text{mixed K}^{\nu}}^{\nu}(\mathbf{R}), \quad (5)$$

в котором $D_{\mu\nu}(\omega_N; \mathbf{r} - \mathbf{R})$ — фотонный пропагатор. Численный расчет для перехода, удовлетворяющего требованиям пунктов 1, 2 модели, дает $E_{\text{int}} \approx 1,3 \times 10^{-1}$ эВ. Это максимальное из возможных значений энергии взаимодействия, вызывающей ядерный переход $IS \rightarrow$ “mixed K” при электронном переходе на L-оболочку.

Вероятность P_{NEET} в рамках пунктов 1–4, 6 составляет $\approx 1,1 \times 10^{-3}$. Расчет коэффициента ветвления $\beta_{\text{“mixed K”}}$ в той же модели был проведен в [25]. Результат: $\beta_{\text{“mixed K”}} < 10^{-3}$. Поэтому верхний предел для сечения индуцированного распада удовлетворяет соотношению

$$\sigma_{\text{ind}} < 10^{-25} \text{ см}^2,$$

т.е. по крайней мере на три порядка меньше измеренного в [7].

При учете пункта 5 модели указанный верхний предел остается в 4–5 раз меньше экспериментально измеренной величины $(1,77–1,95) \times 10^{-22} \text{ см}^2$. Следует особо добавить, что вероятность одновременной реализации предположений 1–6, которые даже по отдельности выглядят совершенно фантастическими, представляется крайне низкой.

2.3. Распад при обратном NEET-процессе

Проверим, наконец, последнюю гипотезу — об уменьшении времени жизни изомера $16^+(2446 \text{ кэВ}, 31 \text{ год})$ вследствие увеличения вероятности E3-перехода с энергией 12,7 кэВ на уровень $13^-(2433 \text{ кэВ})$. Этот ядерный переход является основным при распаде изомера в обычных условиях (коэффициент ветвления $\beta_{E3} = 0,9982$ [12]). Ускорение может быть обеспечено атомной оболочкой через обратный NEET-процесс (рис. 4) [35]. Такой вариант возможен, например, при распаде изомерных уровней в ^{197}Au , ^{193}Ir [35] и других ядрах, если ионизована верхняя атомная оболочка, участвующая в NEET. В резонансе этот механизм даст максимально возможное усиление по сравнению со всеми другими процессами с участием атомной оболочки [35].

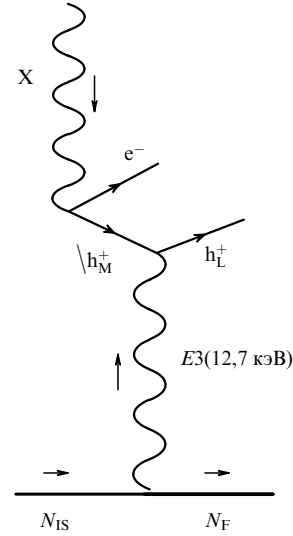


Рис. 4. Схема ускорения распада $^{178m2}\text{Hf}$ в обратном NEET-процессе.

Для получения верхней оценки на сечение процесса, как уже принято в настоящей работе, сделаем несколько предположений, обеспечивающих оптимальные условия для распада по рассматриваемому каналу. Пусть после фотоионизации L-оболочки атома Hf в электронном M \rightarrow L-переходе с вероятностью единица происходит такая ионизация верхних оболочек атома (оже-процесс), при которой расстояние между состояниями L_{III} и M_{IV} становится в точности равным энергии ядерного E3-перехода $16^+(2446 \text{ кэВ}, 31 \text{ год}) \rightarrow 13^-(2433 \text{ кэВ})$. Пусть также L_{III} -оболочка оказывается заполненной, а M_{IV} — пустой. Таким образом обеспечиваются условия для резонансного инверсного NEET-процесса (ниже — INEET). Его вероятность рассчитывается по формуле $W_{\text{INEET}} = \Gamma_{M_{IV}} P_{\text{INEET}}$ [35], где P_{INEET} — относительная вероятность возбуждения атома из состояния L_{III} в состояние M_{IV} в рассматриваемом ядерном переходе. А эта вероятность оценивается из соотношения (4) с соответствующими заменами начальных и конечных атомных и ядерных состояний. Энергия взаимодействия $E_{\text{int}}^2(E3; M_{IV} \rightarrow L_{III}; IS \rightarrow 13^-)$, вызывающая процесс INEET, составляет $1,3 \times 10^{-23} \text{ эВ}^2$. Такая величина — результат действия К-запрета на ядерный E3-переход (приведенная вероятность E3-перехода в единицах Вайскопфа $W_{w.u.}(E3)$ составляет всего 9×10^{-10} [12]). Как следствие, относительная вероятность INEET тоже очень мала: $P_{\text{INEET}} \approx 6 \times 10^{-24}$.

Максимальное число изомерных ядер, которые в рамках введенных выше условий могли бы распадаться по INEET-каналу в единицу времени, Q_{INEET} в эксперименте [7] оценивается из соотношения

$$Q_{\text{INEET}} \approx N_{IS} P_{\text{INEET}} \sigma_{\text{ion}}^{(L)} \varphi_X,$$

в котором N_{IS} — число изомерных ядер гафния в мишени. Сравнивая с естественной активностью распада изомера $Q = \lambda_{IS} N_{IS}$ (здесь $\lambda_{IS} = \ln 2 / T_{1/2}^{IS}$), получаем

$$\frac{Q_{\text{INEET}}}{Q} \approx \frac{P_{\text{INEET}} \sigma_{\text{ion}}^{(L)} \varphi_X}{\lambda_{IS}} \approx 2 \times 10^{-23}.$$

Этот результат полностью исключает возможность объяснить экспериментальные данные работы [7] усилением ядерного E3-перехода $16^+(2446 \text{ кэВ}, 31 \text{ год}) \rightarrow 13^-(2433 \text{ кэВ})$ за счет атомной оболочки. Использовать здесь какие-либо предположения о характере указанного ядерного перехода (например, в духе пунктов 1–4 модели) нельзя. Его интенсивность измерена и не оставляет места для спекуляций.

3. От “mixed K” к “mixed J”?

В эксперименте с синхротронным пучком [10] при облучении изомерных ядер $^{178m2}\text{Hf}$ фотонами с энергией 9567 эВ (что на 6 эВ больше энергии связывания электрона на $2p_{3/2}$ оболочке атома Hf $E_{L_{III}} = 9561 \text{ эВ}$ [36]) была обнаружена новая γ -линия с энергией 2457,20(22) кэВ (см. рис. 1).

В свете сказанного в разделах 2.1, 2.2 этот результат представляется невероятным. Индуцированный распад в [10] происходит примерно в тех же условиях, что и в работе [7]. (Авторы [10] не дают величины сечения, но приводят близкий к полученному в [7] коэффициент усиления γ -излучения и большее в 30 раз значение для плотности потока СИ — $2 \times 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ в интервале энергии 1 эВ против $3 \times 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ в интервале 0,5 эВ.) По-прежнему для эффективного возбуждения промежуточного состояния должно иметь спин $J^\pi = 15^-$. Тогда излучение, трактуемое в [10] как распад промежуточного уровня в основное 0^+ состояние ядра ^{178}Hf , будет иметь мультипольность E15. Отношение радиуса ядра R к длине волны λ_γ мало: $R/\lambda_\gamma = 0,013$. Поэтому вероятность указанного E15-перехода, скажем, в модели Вайскопфа составит всего $2,5 \times 10^{-49} \text{ с}^{-1}$.

Уравнение, описывающее возбуждение и распад состояния “mixed K” в облучаемой мишени, содержащей N_{m2} ядер $^{178m2}\text{Hf}$, имеет простой вид (естественным распадом ядер $^{178m2}\text{Hf}$ пренебрегаем)

$$\frac{dN_{\text{“mixed K”}}}{dt} = N_{m2}\sigma\varphi - (\lambda + \lambda_{E15})N_{\text{“mixed K”}},$$

где λ — постоянная распада, обеспечивающая наблюдаемое усиление обычных γ -переходов в работах [2–9], а λ_{E15} — вероятность излучения γ -кванта E15(2457,2 кэВ) из [10]. Активность мишени по указанному второму каналу есть

$$Q_{E15} \simeq N_{m2}\sigma\varphi \frac{\lambda_{E15}}{\lambda + \lambda_{E15}}.$$

Возьмем сечение возбуждения промежуточного состояния из первой работы группы Коллинса на пучке СИ [7] $\sigma \simeq 2 \times 10^{-22} \text{ см}^2$. Величину λ оценим в соответствии с пунктом 5 модели, так как ее значение должно быть сравнимым с шириной перехода $IS \rightarrow \text{“mixed K”}$ (см. раздел 2.1). В этом случае мишень с числом изомеров $^{178m2}\text{Hf}$ порядка 10^{13} в эксперименте, аналогичном [10], нужно непрерывно облучать в течение 10^{50} лет (!), чтобы произошел хотя бы один переход с промежуточного уровня в основное состояние ядра с излучением E15(2457,2 кэВ) фотона. Результат говорит сам за себя. В такой ситуации уже, собственно, не важно, какую мультипольность имел переход — E15 или, скажем, E13 (в последнем случае и сечение возбуждения промежуточного уровня будет много меньше). Не важно, какой была

плотность потока синхротронного излучения или сколько ядер $^{178m2}\text{Hf}$ на самом деле содержала мишень. В рамках существующих физических теорий объяснить факт экспериментального наблюдения указанного перехода не представляется возможным.

Вероятно, простейший способ устранить противоречие — объявить промежуточный уровень “mixed J” и приписать ему все те свойства, которые раньше авторы [2–10] требовали от состояний “mixed K”.

4. Индуцированный распад через известные уровни

Реализовать экспериментально индуцированный распад изомера $^{178m2}\text{Hf}$ по схеме рис. 2 можно через известные ядерные состояния, находящиеся вблизи уровня $16^+(2446 \text{ кэВ})$ [37]. Имеющихся данных [12] достаточно для расчета сечения процесса через показанный на рис. 1 уровень $14^-(2573 \text{ кэВ})$. Это состояние распадается в три нижележащие уровня, один из которых — наш изомерный, а два других соответственно уровни $13^-(2433 \text{ кэВ})$ и $12^-(2136 \text{ кэВ})$ полосы $K^\pi = 8_1^-$. Интенсивности и коэффициенты внутренней электронной конверсии указанных переходов измерены и приведены в [12]. На их основе легко посчитать ширину радиационного M2-перехода $\Gamma_{M2}^{\text{rad}}(16^+ \rightarrow 14^-) = 1,8 \times 10^{-13} \text{ эВ}$ и коэффициент ветвления для распада уровня $14^-(2573 \text{ кэВ})$ в состояния $13^-(2433 \text{ кэВ})$ и $12^-(2136 \text{ кэВ})$: $\beta = 0,476$. Оценка по формуле (2) приводит к следующему результату для интегрального сечения индуцированного распада изомера $^{178m2}\text{Hf}$ через уровень $14^-(2573 \text{ кэВ})$:

$$\int \sigma_{\text{ind}}(\omega_X) d\omega_X \simeq 2 \times 10^{-35} \text{ см}^2 \text{ кэВ}.$$

Близкое значение получено и в [37]. Такое сечение накладывает довольно жесткие требования на эксперимент. Например, на пучке СИ Аргонской национальной лаборатории в мишени размером $0,5 \times 0,5 \text{ см}$, содержащей 10^{15} изомерных ядер с естественной активностью $0,7 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$, за счет индуцированного перехода через уровень $14^-(2573 \text{ кэВ})$ будет дополнительно распадаться примерно 10^{-6} изомеров в секунду. При относительном увеличении активности распада на величину порядка 10^{-12} даже появление в спектре излучения новых линий от переходов $14^-(2573 \text{ кэВ}) \rightarrow 13^-(2433 \text{ кэВ})$, $12^-(2136 \text{ кэВ})$ ненамного упростит задачу обнаружения эффекта.

5. Нарботка изомера

Мишени, использовавшиеся до настоящего времени в экспериментах по индуцированному распаду, содержали $10^{13} - 10^{16}$ ядер $^{178m2}\text{Hf}$. Некоторые методы получения, химического выделения и масс-сепарации таких количеств изомеров описаны в [17, 38]. Известны сечения ряда процессов. Например, для реакции $^{176}\text{Yb}(\alpha, 2n)^{178m2}\text{Hf}$ $\sigma \simeq 7 \times 10^{-27} \text{ см}^2$ при $E_\alpha = 36 \text{ МэВ}$ [39]. В реакции расщепления (spallation) ^{186}W протонами с энергиями 650 МэВ сечение образования $^{178m2}\text{Hf}$ составляет $\simeq 5 \times 10^{-28} \text{ см}^2$, а при фрагментации мишени, содержащей природную смесь изотопов Ta, $\sigma \simeq 3 \times 10^{-28} \text{ см}^2$ [40]. Несмотря на относительно большие сечения, для получения изомеров $^{178m2}\text{Hf}$ в “промыш-

ленных масштабах”, скажем, нескольких граммов в год, эти методы не подходят — отсутствуют установки, способные создавать ток протонов или α -частиц, достаточный для работы с большим количеством исходного материала.

В энергетических атомных реакторах на тепловых нейтронах, где по всему объему поддерживается высокая плотность потока нейтронов, можно облучать и очень большие мишени. Но сечение реакции $^{177}\text{Hf}(n, \gamma)^{178m2}\text{Hf}$ мало: $\sigma \approx 2 \times 10^{-31} \text{ см}^2$ [41]. Поэтому в таком реакторе за 1 год из 1 кг природной смеси изотопов Hf (смесь содержит 18,6% изотопа ^{177}Hf) при средней плотности потока тепловых нейтронов $2 \times 10^{14} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ можно наработать примерно 1 мкг $^{178m2}\text{Hf}$.

Прогресс в этом направлении возможен, вероятно, на термоядерных реакторах будущего. Сечение процесса $^{179}\text{Hf}(n, 2n)^{178m2}\text{Hf}$ составляет $\approx 7 \times 10^{-27} \text{ см}^2$ для нейтронов с энергиями 14–15 МэВ [42]. Если подобные установки будут созданы и если удастся использовать часть нейтронов, образующихся в реакции $d + t$ для облучения ^{179}Hf , то можно будет надеяться на выработку макроскопических количеств $^{178m2}\text{Hf}$.

Более подробно различные механизмы получения $^{178m2}\text{Hf}$ изложены в [43], где, в частности приводятся отношения σ_{m2}/σ_g сечений образования изомера $^{178m2}\text{Hf}$ и ядра ^{178}Hf в основном состоянии под действием фотонов с энергиями 22 и 4500 МэВ на мишенях из ^{179}Hf и ^{181}Ta соответственно. Реакция $^{179}\text{Hf}(\gamma, n)^{178m2}\text{Hf}$ при $E_\gamma \approx 14$ МэВ (область гигантского дипольного резонанса) и выше малоприспособна для производства больших количеств изомера. Нейтрон должен унести слишком большой угловой момент, вследствие чего сечение будет относительно малым. Препятствием на пути использования фотонов с энергиями в несколько гигаэлектронвольт является трудность их получения в количествах, достаточных для “промышленного” производства изомера.

Наконец, использование в качестве мишени ядер, находящихся в долгоживущих состояниях с высоким спином, например $^{180}\text{Ta}(9^-, 77,1 \text{ кэВ}, > 1,2 \times 10^{15} \text{ лет})$, также не решает проблему. В этом случае все сложности по наработке $^{178m2}\text{Hf}$ переносятся на получение больших количеств ядер в указанных состояниях.

6. Заключение

Производить изомер $^{178m2}\text{Hf}$ в количестве нескольких граммов и более сегодня крайне сложно. Сколь угодно эффективный процесс в научной литературе не описан. Использование же одной из рассмотренных выше реакций потребует больших вложений денежных средств. Между тем обременительные для государственных бюджетов расходы могут оказаться бесполезными. Высвободить энергию по описанному в работах [2, 3, 7, 10] методу не удастся. Сечения индуцированного распада изомера $^{178m2}\text{Hf}$, измеренные в [2, 3, 7, 10], несовместимы с современными представлениями о физике ядра и физике электромагнитных ядерных процессов.

Подводя итог настоящей работы констатируем следующее. Теоретические расчеты и анализ имеющихся экспериментальных данных свидетельствуют, что гафниевого проблемы в том виде, как она подается в работах группы Коллинса, не существует вовсе. Ажиотаж, под-

нятый вокруг гафниевого бомбы, основывается на некорректных экспериментальных данных и отражает, скорее, некомпетентность отдельных лиц, чем реальную возможность создания изомерного оружия на базе ^{178}Hf .

Работа сделана при поддержке гранта МНТЦ № 2651 и гранта Ведущих научных школ НШ-2078.2003.2.

Список литературы

1. Hambling D *New Scientist* (August 13) (2003); Becker M *Der Spiegel* (August 14) (2003); Лесков С *Известия. Наука* (11 сентября) (2003); Davidson K *San Francisco Chronicle* (September 28) (2003); Hasan N *MetroActive* (October 23) (2003); Weinberger S *Washington Post* (March 28) (2004); Schwarzschild B *Phys. Today* **57** (5) 21 (2004)
2. Collins C B et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 695 (1999)
3. Collins C B et al. *Phys. Rev. C* **61** 054305 (2000)
4. Collins C B et al. *ЯФ* **63** 2163 (2000)
5. Collins C B et al. *J. Phys. IV* (France) **11** Pr2-437 (2001)
6. Collins C B et al. *Hyperfine Int.* **135** 51 (2001)
7. Collins C B et al. *Europhys. Lett.* **57** 677 (2002)
8. Collins C B et al. *Laser Phys.* **14** 154 (2004)
9. Collins C B et al. *Radiat. Phys. Chem.* **71** 619 (2004)
10. Collins C B et al. *Laser Phys. Lett.* **2** 162 (2005)
11. *Developing Critical Technologies/Science & Technology Sect. 2 Armaments and Energetic Materials* (Ft. Belvoir, VA: Defense Threat Reduction Agency, 2002) p. 54
12. Browne E *Nucl. Data Sheets* **72** 221 (1994)
13. Smith M B et al. *Phys. Rev. C* **68** 031302(R) (2003)
14. Olariu S, Olariu A *Phys. Rev. Lett.* **84** 2541 (2000)
15. McNabb D P et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 2542 (2000)
16. von Neumann-Cosel P, Richter A *Phys. Rev. Lett.* **84** 2543 (2000)
17. Ahmad I et al. *Phys. Rev. Lett.* **87** 072503 (2001)
18. Ahmad I et al. *Phys. Rev. C* **67** 041305(R) (2003)
19. Roberts H E et al. *Hyperfine Int.* **143** 111 (2002)
20. Carroll J J et al. *Hyperfine Int.* **143** 37 (2002)
21. Carroll J J *Laser. Phys. Lett.* **1** 275 (2004)
22. Tkalya E V, in *6th Isomer Workshop "Gamma-Ray Optics and Quantum Nucleonics"; II Intern. Conf. Frontiers of Nonlinear Physics, N. Novgorod–St. Petersburg, Russia, July 5–12, 2004*, p. 125
23. Tkalya E V *Phys. Rev. C* **71** 024606 (2005)
24. "NIST physical reference data", <http://physics.nist.gov/PhysRefData/contents.html>
25. Tkalya E V *Phys. Rev. C* **68** 064611 (2003)
26. Campbell J L, Papp T *At. Data Nucl. Data Tabl.* **77** 1 (2001)
27. Tkalya E V *Nucl. Phys. A* **539** 209 (1992)
28. Ткаля Е В *ЖЭТФ* **102** 379 (1992)
29. Tkalya E V *AIP Conf. Proc.* **506** 486 (2000)
30. Harston M R *Nucl. Phys. A* **690** 447 (2001)
31. Ahmad I et al. *Phys. Rev. C* **61** 051304 (2000)
32. Kishimoto S et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 1831 (2000)
33. Aoki K et al. *Phys. Rev. C* **64** 044609 (2001)
34. Gemmell D S *AIP Conf. Proc.* **652** 239 (2003)
35. Ткаля Е В *Письма в ЖЭТФ* **60** 619 (1994)
36. Williams G P "Electron binding energies", in *X-Ray Data Booklet*; http://xdb.lbl.gov/Section1/Sec_1-1.html
37. Carroll J J, private communication (July 2004)
38. Oganessian Yu Ts et al. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **18** 393 (1992)
39. Oganessian Yu Ts, Karamian S A, in *Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR/CSISRS)*; <http://www.nndc.bnl.gov/exfor/index.html>
40. Karamian S A et al. *Nucl. Instrum. Methods A* **527** 609 (2004)
41. Беланова Т С и др. *Радиационный захват нейтронов* Справочник (М.: Энергоатомиздат, 1986)
42. Ikeda Y, in *Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR/CSISRS)*; <http://www.nndc.bnl.gov/exfor/index.html>
43. Karamian S A et al., in *6th Isomer Workshop "Gamma-Ray Optics and Quantum Nucleonics"; II Intern. Conf. Frontiers of Nonlinear Physics, N. Novgorod–St. Petersburg, Russia, July 5–12, 2004*, p. 118