

ФИЗИКА · ֆիզիկա · PHYSICS



ИЗВЕСТИЯ
НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

ՏԵՌԵԿԱԳԻՐ
ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

PROCEEDINGS
OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ АРМЕНИЯ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ИЗВЕСТИЯ
ՖԻԶԻԿԱ ФИЗИКА

ՀԱՏՈՐ ТОМ

41

№ 1

ԵՐԵՎԱՆ

ЕРЕВАН

2006

© Национальная Академия наук Армении
Известия НАН Армении, Физика

Журнал издается с 1966 г.
Выходит 6 раз в год
на русском и английском языках

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

В. М. Арутюнян, главный редактор
Э. Г. Шароян, зам. главного редактора
А. А. Ахумян
Г. А. Вартапетян
Э. М. Казарян
А. О. Меликян
А. Р. Мкртчян
Д. Г. Саркисян
Ю. С. Чилингарян
А. А. Мирзаханян, ответственный секретарь

ԽՐԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՆԵԳԻԱ

Վ. Մ. Հարությունյան, գլխավոր խմբագիր
Է. Գ. Շառոյան, գլխավոր խմբագրի տեղակալ
Ա. Ա. Հախումյան
Հ. Հ. Վարդապետյան
Է. Մ. Ղազարյան
Ա. Հ. Մելիքյան
Ա. Ռ. Մկրտչյան
Դ. Հ. Սարգսյան
Յու. Ս. Չիլինգարյան
Ա. Ա. Միրզախանյան, պատասխանատու քարտուղար

EDITORIAL BOARD

V. M. Aroutiounian, editor-in-chief
E. G. Sharoyan, associate editor
A. A. Hakhumyan
H. H. Vartapetian
E. M. Ghazaryan
A. O. Melikyan
A. R. Mkrtchyan
D. H. Sarkisyan
Yu. S. Chilingaryan
A. A. Mirzakhanyan, executive secretary

Адрес редакции: Республика Армения, 375019,
Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24-г.

Խմբագրության հասցեն՝ Հայաստանի Հանրապետություն,
375019, Երևան, Մարշալ Բաղրամյան պող., 24-գ:

Editorial address: 24-g, Marshal Bagramyan Av.,
Yerevan, 375019, Republic of Armenia.

УДК 537.533

ОТРАЖАТЕЛЬНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЧАСТИЦ ОТ НЕРОВНЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ РАЗДЕЛА

Р.А. БАГИЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 11 апреля 2005 г.)

Рассмотрена теория отражения частицы от неровной границы раздела. Заряженные частицы при отражении от твердых поверхностей могут испустить излучение из-за изменения направления движения при отражении, которое является доминирующим для непроникающих электронов низких энергий и для высокоэнергетичных электронов при скользящем падении. Этот радиационный механизм может быть важен для интерпретации наблюдаемых аномалий испускаемого излучения в экспериментах под скользящими углами.

Известно, что при скользящем падении электронов на поверхность мишени абсолютный выход излучения на один-два порядка превышает интенсивность излучения, возникающего при нормальном падении [1-3]. Для объяснения этой аномалии привлекались различные механизмы излучения при бомбардировке поверхности твердого тела электронами, причем в зависимости от энергии частицы и свойств вещества преобладал тот или иной механизм генерации излучения, иногда некоторые из них одновременно (см., например, [4,5]). В частности, сотрудниками из Международного центра теоретической физики (Триест) был предложен механизм излучения при зеркальном отражении электронов гладкой поверхностью твердого тела [6]. Такое излучение авторы этой работы называют «отражательным излучением». Оно играет существенную роль при обратном рассеянии электронов низких энергий (≤ 500 эВ) и при падении электронов высоких энергий под скользящими углами к поверхности мишени. В остальных случаях доминирующим является механизм переходного излучения.

Поскольку реальная поверхность всегда имеет шероховатости, представляет интерес исследование излучения при отражении заряженных частиц от неровных границ раздела сред. Отметим некоторые особенности рассматриваемого излучения. При пересечении заряженной частицей поверхности раздела двух сред из-за поляризации поверхности зарядом возникает переходное излучение. Изменение скорости частицы при отражении приводит к тормозному излучению. Однако в таком процессе частица вплотную подходит к поверхности вещества и поляризует ее, так что возникают те же самые явления, которые приводят к переходному излучению при

пересечении зарядом поверхности. Поэтому здесь можно ожидать излучения, аналогичного переходному. В результате совместного действия механизмов тормозного и переходного излучений возникает комбинированное излучение, из которого видно, как меняются в зависимости от скорости заряда и свойств вещества вклады тормозного и переходного излучений.

Эффективная поверхность для отражения электронов, вообще говоря, не совпадает с эффективной поверхностью, на которой происходит отражение электромагнитного поля. Действительно, электроны отражаются от поверхностного слоя атомов, в то время как свет отражается электронами вещества. Таким образом, эффективные поверхности, определяемые по отражению частиц и света, находятся на некотором расстоянии друг от друга. Это расстояние содержит определенную информацию о свойствах поверхности, а для экспериментального определения этого расстояния удобно использовать процессы, для которых существенно взаимодействие и заряженных частиц, и поля с поверхностью. Далее, излучение – это волновой процесс, и он происходит не мгновенно, а за время порядка

$$\tau = (\omega - \mathbf{k}\mathbf{v})^{-1}, \quad (1)$$

где ω и $\mathbf{k}$ – частота и волновой вектор излучения, $\mathbf{v}$ – скорость заряженной частицы. Поверхности вещества для отражения частиц и поля совпадают, если расстояние между этими поверхностями меньше, чем $v\tau$.

Наконец, вблизи границы раздела сред всегда существует тонкий приповерхностный слой, отличающийся по своим свойствам и от той, и от другой среды за счет реконструкции поверхности, микронеоднородностей, примесей, поверхностных электронных состояний и т.д. Если длина волны излучаемого поля велика по сравнению с шириной приповерхностного слоя, то существованием такого слоя можно пренебречь, считая свойства каждой среды неизменными вплоть до поверхности раздела, представляющей в среднем идеальную плоскость. Для ультрарелятивистских частиц и больших частот такое приближение может быть использовано даже в рентгеновской области [7].

Излучение заряженной частицы, отраженной от неровной поверхности раздела двух сред с произвольными диэлектрическими проницаемостями, рассмотрено с помощью обобщения известного в теории рассеяния света приближения Кирхгофа, аналогично работе автора [8]. Это приближение дает возможность произвести расчет излучения на пологих плавных неровностях по горизонтальным размерам (превышающим высоты неровностей) и радиусом кривизны в каждой точке поверхности, много большим длин волн псевдофотонов. Следовательно, неровности поверхности мало меняются на расстояниях порядка длин волн псевдофотонов. Кроме того, поскольку поле частицы, в отличие от плоской электромагнитной волны, зависит от расстояния до траектории, то точки, достаточно удаленные от границы раздела, не вносят вклада в поле излучения (эффективным образом входят только ограниченные участки пути частицы, примыкающие к поверхности раздела – зоны формирования излучения l_{coh}).

Метод расчета заключается в следующем. Поле в каждой точке неровной

поверхности полагается таким же, как и на касательной плоскости, проведенной в этой точке. Для каждой площадки касательной плоскости как для участка бесконечно плоской поверхности находим распределение поля излучения с учетом ориентации площадки относительно распространения псевдофотонов. На основании этого распределения, пользуясь векторной формулой Грина [9,10], получаем поле излучения в точке наблюдения путем интегрирования по поверхностям всех площадок. Поскольку поле в каждой точке неровной поверхности такое же, как и в случае бесконечной плоскости, то в подынтегральное выражение формулы Грина входят известные поля излучения при отражении электронов от плоской поверхности, полученные в работе [6].

Нами получены выражения для интенсивностей излучения и степени поляризации при произвольном падении заряженной частицы на границу раздела двух сред как для излучения назад, так и для излучения вперед. Эти выражения мы здесь не приводим ввиду их громоздкости. Для достаточно простой структуры неровностей в расчетах использованы различные модели (синусоидальные, пилообразные и т.д.), которые позволяют получить точное решение задачи. Для случая поверхностей, неровности которых образованы естественными причинами, использовано статистическое описание границы раздела.

В случае регулярных неровностей рассмотрены конкретные примеры коэффициентов разложения, характеризующих форму поверхности раздела. Для случайных неровностей определяются статистические характеристики поля излучения, т.е. величины, усредненные по совокупности поверхностей. Задача об излучении от статистически неровной поверхности ставится нами в общем виде, т.е. для любой формы поверхности $z = f(x, y)$, где $f(x, y)$ – случайная стационарная дифференцируемая функция координат, значения которой колеблются вокруг плоскости $z = 0$. При этом ограничиваемся случаем статистической стационарной поверхности как во времени, так и в пространстве, иными словами, полагаем, что статистические характеристики границы раздела (например, средний квадрат высоты неровностей f_0^2 и т.д.) не меняются ни во времени, ни в пространстве. Исходя из постановки задачи, основной интерес здесь представляют среднее значение и средняя интенсивность полей излучения. В частности, получено среднее значение интенсивности излучения для двумерного нормального (гауссова) распределения отклонений точек поверхности от средней плоскости. Детально проанализирован случай падения электронов на мишень, статистические свойства которого характеризуются гауссовым коэффициентом корреляции как для нерелятивистских электронов, так и для релятивистских.

Все полученные выражения переходят в формулы «отражательного излучения» работы [6] при устремлении границы раздела к плоскости. Эти выражения полностью определяют интенсивность излучения, если известна функция распределения отклонений точек поверхности от средней плоскости. Ясно также, что из экспериментального исследования распределения излучения можно получить сведения о характеристиках поверхности.

Таким образом, устанавливается связь между характеристиками излучения и

формой поверхности. Для периодических неровностей получается дискретный набор собственных гармоник. Угловое и частотное распределения излучения определяются формой поверхности раздела и скоростью заряда. При больших скоростях получаются в основном высокие частоты. На больших частотах наблюдается экспоненциальный спад интенсивности излучения. Он дается множителем $\exp(-f_0^2/l_{coh}^2)$, который определяет как границу спектра, так и зависимость излучения от среднеквадратичной высоты неровностей.

В виде иллюстрации приведем выражение для отношения «отражательного излучения» к переходному в случае синусоидальной границы раздела между вакуумом ($\varepsilon_1 = 1$) и средой с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_2 = \varepsilon$. При наблюдении излучения под углом $\theta = 0^0$ в плоскости падения частицы для малой величины амплитуды синусоиды по сравнению с когерентной длиной это отношение пропорционально выражению

$$\left| \frac{\sqrt{\varepsilon}}{\varepsilon - 1} \right|^2 \frac{|1 + \beta\sqrt{\varepsilon} \cos \psi|^2}{\beta^2 \cos^2 \psi}, \quad (2)$$

где β – отношение скорости частицы к скорости света, ψ – угол падения частицы, отсчитываемый от нормали к средней плоскости неровной границы раздела. Выражение (2) увеличивается при $\psi \rightarrow \pi/2$ как $(\cos^2 \psi)^{-1}$. Это отношение для вышеуказанных параметров неровностей не зависит от шероховатостей границы раздела (оно такое же, как и в случае плоской границы раздела). Это то, что наблюдалось в экспериментах Ф.Р.Арутюняна и др. [3], т.е. при переходе к малым углам скольжения ($\psi = 87^0, 88,5^0$) интенсивности для шероховатых и полированных мишеней (Ag, Al) постепенно сравниваются.

Сведения о процессах, происходящих на неровных поверхностях при бомбардировке их электронами, необходимы как для развития самой теории, так и для практических задач оптики. Привлекает возможность создания метода для диагностики мишеней, которая приобретает особую актуальность в связи с исследованием наноструктур. Экспериментальное исследование неровностей затруднено малыми размерами и невозможностью их наблюдения в оптический микроскоп. Методы, основанные на регистрации рассеяния света, обычно дают оценки параметров, усредненных по множеству неоднородностей. Такое усреднение приводит к утрате информации о статистике ансамбля неоднородностей, которые распределены хаотично, варьируют по форме и размерам. Кроме того, в оптике разрешающая способность ограничена явлением дифракции. Электроны также ведут себя как волны (волны де Бройля) с длиной

$$\lambda = \frac{h}{mv}. \quad (3)$$

Вследствие чрезвычайной малости h дифракция заряженных частиц с энергиями, легко достижимыми на практике, будет определяться длинами волн, во много раз меньшими длин волн видимого света, а поэтому будет слабее выражена.

ЛИТЕРАТУРА

1. H.Boersch et al. Zs. Phys., **187**, 97 (1965).
2. P.Von Banckenhagen et al. Phys. Lett., **11**, 296 (1964).
3. F.R.Harutunian., R.A.Hovhannissian, and B.O.Rostomian. Phys. Lett., **37**, 163 (1971).
4. R.A.Baghiyan. Phys. Rev. E, **64**, 026610 (2001).
5. Р.А.Багиян. Изв. ВУЗов, Радиофизика, **40**, 1126 (1997).
6. M.S.Tomas, A.A.Lucas, and M.Šunjić. Emission of radiation by charged particles reflected from solid surfaces. Miramare-Trieste, Italy, ICTP preprint IC/71/152, 1971; M.S.Tomaš, A.A.Lucas, M.Šunjić, and D.Juretić. Phys. Rev., B, **9**, 1489 (1974).
7. М.Л.Тер-Микаелян. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван, изд. АН Арм.ССР, 1969.
8. R.A.Baghiyan. Phys. Rev. E, **69**, 026609 (2004).
9. Ф.Г.Басс, И.М.Фукс. Рассеяние волн на статистически неровных поверхностях. М., Наука, 1972.
10. Д.А.Стреттон. Теория электромагнетизма. Л., Гостехиздат, 1948.

ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԱՆԴՐԱԴԱՐՁՄԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ ԱՆՀԱՐԹ ՍԱՀՄԱՆՆԵՐԻՑ

Բ.Ա. ԲԱԴԻՅԱՆ

Դիտարկված է անհարթ սահմանից մասնիկի անդրադարձման տեսությունը: Լիցքավորված մասնիկները կարող են ճառագայթել շարժման ուղղությունը փոխելուց կարծր մակերևույթներից անդրադարձման ժամանակ: Այդ ճառագայթումը գերակշռում է չթափանցող ցածր էներգիայով էլեկտրոնների և սահուն անկման դեպքում բարձր էներգիայով էլեկտրոնների համար: Նշված ռադիացիոն մեխանիզմը կարող է կարևոր լինել սահուն անկման դեպքում էքսպերիմենտներում դիտարկվող ճառագայթման անոմալիաները բացատրելու համար:

REFLECTION RADIATION OF PARTICLES FROM ROUGH INTERFACES

R.A. BAGHIYAN

A theory of reflection of particles from rough interfaces is considered. Charged particles reflected from solid surfaces can emit radiation due to the change in their direction of motion at the reflection. This radiation is found to dominate for low-energy, non-penetrating electrons and for high-energy electrons at glancing incidence. This radiation mechanism may be important for the interpretation of observed anomalous radiation emitted in glancing incidence experiments.

УДК 621.373.1

ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ВОЛН ПРИ НЕКОЛЛИНЕАРНОМ РАСПРОСТРАНЕНИИ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН В НЕЛИНЕЙНОМ, ПЕРИОДИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННОМ КРИСТАЛЛЕ

Ю.О. АВЕТИСЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 14 октября 2005 г.)

Показано, что при генерации разностной частоты дублетом неколлинеарно распространяющихся оптических волн можно получить ТГц излучение, испускаемое в направлении, перпендикулярном боковой поверхности периодически поляризованного кристалла. Показано, что такая конфигурация способствует существенному росту мощности генерации, благодаря устранению поглощения ТГц волны в нелинейном кристалле.

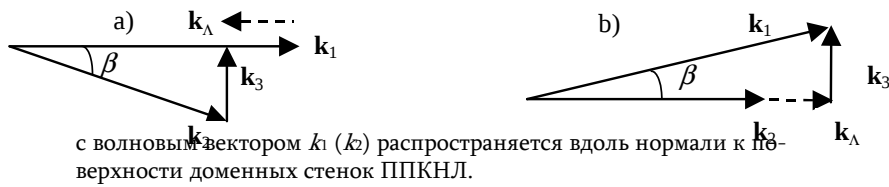
Терагерцовый (1-10 ТГц) диапазон спектра электромагнитных колебаний, занимающий промежуточную область между длинноволновым инфракрасным и СВЧ диапазонами, чрезвычайно важен для фундаментальных и прикладных исследований в физике и во многих других смежных областях науки. Несмотря на проникновение методов и аппаратуры, присущих как оптическому, так и миллиметровому диапазонам, ТГц область частот остается технически слабо оснащенной, в первую очередь, из-за отсутствия удобных источников и детекторов излучения.

В последнее десятилетие был достигнут значительный прогресс в разработке новых методов генерации ТГц излучения [1-5]. К числу перспективных способов относится генерация разностной частоты (ГРЧ) лазеров в нелинейных кристаллах [4-6], которая позволяет получать высоко-когерентное и широко-перестраиваемое ТГц излучение. При ГРЧ отсутствует ограничение на максимальную частоту генерации, присущее оптоэлектронным методам фотосмещения [2] или сверхбыстрого переключения фотопроводимости [3] в полупроводниковых материалах. Однако, эффективность процесса генерации ТГц волн методом ГРЧ все еще недостаточно высока, что, главным образом, связано с высоким поглощением ТГц волн в нелинейных кристаллах. Так, например, широко распространенный и обладающий большой нелинейностью кристалл ниобата лития имеет коэффициент поглощения $\alpha=32\text{см}^{-1}$ на частоте 1,5 ТГц. Для преодоления этой трудности было предложено использовать периодически поляризованный кристалл ниобата лития (ППКНЛ), в котором благодаря периодическому изменению знака нелинейной восприимчивости можно получить испускание ТГц волн в направлении, перпендикулярном распространению бигармонического лазерного излучения [7,8]. Техника создания

ППКНЛ связана с периодическим поворотом на 180° направления спонтанной поляризации ниобата лития или, иначе говоря, с периодическим обращением отдельных доменов сегнетоэлектрического материала [9]. Концентрируя лазерный пучок вблизи боковой поверхности ППКНЛ удастся существенно уменьшить путь, проходимый ТГц волной внутри кристалла, а, следовательно, и поглощение. Однако для эффективной ГРЧ необходимо, чтобы поперечный размер лазерного пучка $b \ll \lambda_c$, где λ_c – длина волны ТГц излучения в кристалле. Это условие ограничивает использование высокомогущных лазерных пучков и длинных образцов кристалла, ввиду опасности оптического пробоя и пространственной расходимости лазерного пучка. Периодически поляризованные кристаллы с наклонной стенкой домена [10] и двухмерные ППКНЛ [11] были предложены для осуществления поверхностно-испускаемой ГРЧ лазерными пучками широкой апертуры. Однако, создание подобных кристаллов требует высокотехнологического оборудования, тогда как одномерные (обычные) ППКНЛ широкодоступны и обладают сравнительно низкой стоимостью.

В настоящей работе предлагается новая схема поверхностно-испускаемой ГРЧ в одномерном ППКНЛ, работоспособная с лазерными пучками широкой апертуры $b > \lambda_c$. В отличие от ранее рассмотренной конфигурации [7,8], одна из лазерных волн на частоте ω_1 (или ω_2) распространяется наклонно, под малым углом β по отношению к нормали к доменной стенке ППКНЛ. Благодаря этому, нелинейная поляризация среды на разностной частоте $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$ приобретает знакопериодическую зависимость в направлении, параллельном плоскости доменной стенки, т.е. вдоль направления предполагаемого испускания ТГц волн. Очевидно, что если период этой зависимости совпадет с длиной волны генерируемого ТГц излучения, то будет происходить когерентное сложение ТГц волн, испускаемых со всего объема нелинейного кристалла. Последнее эквивалентно соблюдению закона сохранения импульса при трехфотонном взаимодействии: $\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_\Lambda = 0$, где $\mathbf{k}_i$ ($i = 1,2,3$) – волновые векторы волн с частотами ω_i , $\mathbf{k}_\Lambda = \pm(2\pi/\Lambda)\mathbf{x}_0$ – волновой вектор периодической структуры, Λ – пространственный период ППКНЛ, $\mathbf{x}_0$ – единичный вектор в направлении, перпендикулярном доменной стенке ППКНЛ. Соответствующая векторная диаграмма представлена на рис.1 для случая, когда оптическая волна с частотой ω_1 (ω_2) распространяется вдоль нормали к поверхности доменных стенок ППКНЛ.

Рис.1. Векторные диаграммы для случаев, когда оптическая волна



Из рис.1а следует, что

$$k_1 - k_2 \cos \beta = k_\Lambda, \quad (1)$$

$$\sin \beta = \frac{k_3}{k_2} = \frac{\lambda_{2c}}{\lambda_{3c}}, \quad (2)$$

где λ_{2c} – длина волны лазерного излучения с частотой ω в кристалле.

Поскольку при генерации ТГц волн $\lambda_{2c} \ll \lambda_{3c}$, то угол β мал и, следовательно, можно полагать $\beta \sim \lambda_{2c} / \lambda_{3c} = \lambda_{2m} / \lambda_{3m}$, где $\lambda_2 = \lambda_{2m}$ и $\lambda_3 = \lambda_{3m}$ – длины волн соответствующих излучений в свободном пространстве, m и m_3 – показатели преломления кристалла на лазерной частоте ω_2 и частоте генерации ω_3 . График зависимости $\beta = \beta(\lambda_3)$, построенный на основе формулы (2) при $\lambda_2 = 1,55$ мкм, $m = 2,15$, $m_3 = 5,2$, представлен на рис.2. Как видно, для генерации в диапазоне длин волн $200 \div 30$ мкм ($1,5 \div 10$ ТГц) угол β должен изменяться в пределах $1,1 \div 7,1^\circ$, что легко реализуемо на практике [12].

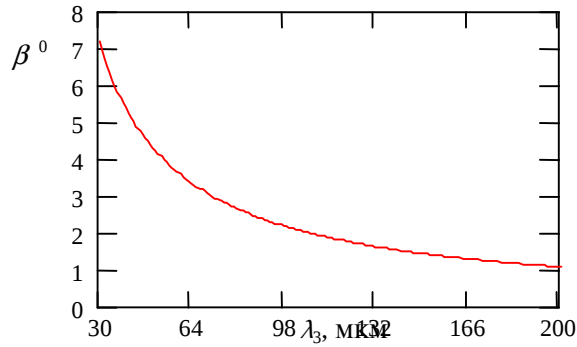


Рис.2. Зависимость угла (в градусах) между направлениями распространений лазерных пучков в ППKNЛ от длины волны генерируемого излучения.

При генерации ТГц волн методом ГРЧ, благодаря близости частот ω_1 и ω_2 , можно считать, что $k_1 \sim k_2 + (dk/d\omega)\omega$. Пользуясь этим, а также малостью угла β , из уравнения (1) для пространственного периода ППKNЛ получаем

$$\Lambda = \frac{\lambda_3}{n_g \left(1 + \frac{n_3^2}{2n_2 n_g} \frac{\lambda_2}{\lambda_3} \right)} \approx \frac{\lambda_3}{n_g}, \quad (3)$$

где $n_g = n_2 - \lambda (dn_2 / d\lambda)_{\lambda_2}$ – показатель преломления кристалла, соответствующий групповой скорости волны на длине волны λ_2 .

Для конфигурации, приведенной на рис.1б, угол β и период Λ вновь определяются из формул (2) и (3) с той лишь разницей, что вместо λ_{2c} фигурирует λ_{1c} и в знаменателе формулы (3) знак + изменен на минус, а m на m_1 . По этой причине дальнейшее рассмотрение ограничим только случаем, представленным на рис.1а.

Как следует из (1), при коллинеарном распространении лазерных волн ($\beta = 0$) период Λ определяется соотношением $\Lambda = \lambda_3 / m$, что совпадает с приближенным равенством (3). Следовательно, ППKNЛ, ранее применяемые в экспериментах по ГРЧ

коллинеарными лазерными пучками, могут быть использованы для неколлинеарной ГРЧ.

Для расчета поля излучения ГРЧ рассмотрим случай, когда, в соответствии с геометрией, приведенной на рис.1а, в ППКНЛ распространяется дублет монохроматических волн с гауссовым профилем интенсивности и поляризацией, параллельной оптической оси z . Согласно [13], нелинейная поляризация на разностной частоте будет ориентирована вдоль оси z и дается (в приближении заданного поля) следующим выражением:

$$P_{Nz}(t, x, y, z) = 2\varepsilon_0 d_{33}(x) A_1 A_2^* \exp \left[-2 \left(\frac{z^2}{a_z^2} + \frac{y^2}{a_y^2} \right) \right] \exp [i(\omega_3 t - k_s x - k_2 y \sin \beta)], \quad (4)$$

где A_i ($i = 1, 2$) амплитуды волн, a_y и a_z – поперечные размеры пучка в соответствующих направлениях, $k_s = k_1 - k_2 \cos \beta$, функция $d_{33}(x)$ описывает периодическую знакопеременную зависимость нелинейного коэффициента ППКНЛ, совпадающего с точностью постоянного множителя с нелинейной восприимчивостью.

Ограничиваясь в разложении Фурье только первым членом, при скважности периодической структуры, равной двум (длина отдельных доменов ППКНЛ равна полупериоду $\Lambda/2$), имеем

$$d_{33}(x) = \frac{2d_{33} \left(e^{ik_\Lambda x} + e^{-ik_\Lambda x} \right)}{\pi}, \quad (5)$$

где d_{33} – нелинейный коэффициент монодоменного (без инверсии доменов) ниобата лития. Второе слагаемое в (5) отличается лишь знаком показателя экспоненты, и поэтому в дальнейшем будем рассматривать только первое слагаемое, считая волновое число $k = 2\pi/\Lambda$ как положительным, так и отрицательным.

Для расчета поля излучения на разностной частоте воспользуемся моделью излучающей антенны [14]. Нелинейный кристалл рассматривается как антенна, питаемая током смещения $j_z = d P_{Nz} / d t$ нелинейной поляризации на разностной частоте. Поле излучения в дальней зоне определяется соотношением [15]

$$E_\theta(t, \mathbf{R}) = \frac{-i\omega_3 \mu_0 \sin \theta}{4\pi R} e^{-ik_3 R} \int_V \frac{\partial P_{Nz}(t, \mathbf{r})}{\partial t} e^{i \mathbf{k}_3 \mathbf{r}} d\mathbf{r}, \quad (6)$$

где $\mathbf{R}$ – радиус-вектор точки наблюдения, $\mathbf{k}_3 = \omega_3 \mathbf{R} / R c$ – волновой вектор, c – скорость света, θ – угол между направлением наблюдения и осью z , $d\mathbf{r} = dx dy dz$.

Пользуясь этим, после подстановки (4) и (5) в (6) для амплитуды поля ГРЧ получаем

$$E_{m\theta}(R, \theta, \varphi) = \frac{4d_{33} A_1 A_2^* a_z a_y L \sin \theta}{R \lambda_3^2} F(\theta, \varphi) \text{sinc} \left[\frac{(k_{3x} - k_s + k_\Lambda) L}{2} \right], \quad (7)$$

где

$$F(\theta, \varphi) = \exp \left\{ -\frac{1}{8} \left[k_{3z}^2 a_z^2 + (k_{3y} - k_2 \sin \beta)^2 a_y^2 \right] \right\}, \quad (8)$$

L – длина образца кристалла прямоугольной формы, $k_{3x} = k_3 \sin \theta \cos \varphi$, $k_{3y} = k_3 \sin \theta \sin \varphi$, $k_{3z} = k_3 \cos \theta$, $\text{sinc} \theta = \sin(\theta) / \xi$.

Как следует из (7), при соблюдении условия (1), т.е. при $k_s = k_l$, волна ГРЧ распространяется в плоскости, перпендикулярной оси $x(\varphi = \pi/2)$. Если при этом выполняется также и условие (2), т.е. $k_2 \sin \beta = k_3$, то максимум излучения направлен вдоль положительного направления оси $y(\theta = \pi/2)$. Очевидно, что эта волна не будет испытывать поглощения, если лазерные пучки, будучи полностью сконцентрированы внутри кристалла, распространяются по возможности близко к его боковой поверхности, параллельной плоскости ZOX . Поскольку $k_s > 0$, то условие $k_s = k_l$ предполагает $k_l > 0$. При отрицательном $k_l = -k_s$ максимум излучения будет наблюдаться в направлении $\theta = \pi/2$ и $\varphi = \arcsin [(2k_s)/k_3]$. Эта волна проходит относительно большой путь в кристалле и практически полностью поглощается.

Рассчитаем теперь мощность волны, преимущественно распространяющейся вдоль оси y . Подставляя (7) в $dP_3/d\Omega = n_3 |E_{m\theta}|^2 R^2 / 2W_0$, для мощности в единичном телесном угле имеем

$$\frac{dP_3}{d\Omega} = \frac{128W_0 n_3 d_{33}^2 P_1 P_2 L^2 \sin^2 \theta}{n_1 n_2 \pi^2 \lambda_3^4} \text{sinc}^2 \left[\frac{(k_{3x} - k_s + k_A)L}{2} \right] F^2(\theta, \varphi), \quad (9)$$

где величина $W_0 = (\mu_0 \epsilon_0)^{1/2} = 120\pi$ – импеданс свободного пространства, $P_{1,2} = m_{1,2} |A_{1,2}|^2 \pi a_y a_z / 4 W_0$ – мощности излучений на лазерных частотах $\omega_{1,2}$.

Отсюда следует, что угловые ширины (на уровне 3 дБ) главного максимума излучения, ориентированного в направлении $\varphi = \theta = \pi/2$, определяются как $\Delta\varphi \sim 0.88\lambda_3 / \pi L$, $\Delta\theta = 0.53 \lambda_3 / \pi a_z$. Пользуясь этим, для мощности главного максимума излучения имеем

$$P_3 \approx \frac{dP_3}{d\Omega} \Delta\varphi \Delta\theta \approx \frac{2,28 \cdot 10^3 d_{33}^2 P_1 P_2 L}{n_1 n_2 n_3 \lambda_3^2 a_z}. \quad (10)$$

Подстановка численных значений $d_{33} = 2,7 \cdot 10^{-11}$ м/В, $m \sim m = 2,15$, $\lambda_3 = 200$ мкм, $\pi = 5,2$, $L = 3$ см, $P_1 = P_2 = 50$ кВт и $a_z = 200$ мкм дает $P_3 \sim 0,65$ Вт. Отметим, что при выбранном радиусе гауссового пучка $a_z = a_y = 200$ мкм плотность потока лазерного излучения ~ 160 МВт/см², что несколько ниже, чем порог оптического разрушения кристалла ниобата лития импульсом наносекундной длительности. Таким образом, поверхностно-испускаемая ГРЧ в ППКНЛ позволяет получать ТГц излучение с пиковой мощностью до долей Ватт.

Оценим теперь выигрыш в мощности генерации по сравнению с наиболее распространенным случаем, когда все 3 волны (две лазерные и ТГц-ая) распространяются параллельно в кристалле, $\beta = 0$. Разумеется, в этом случае поглощение ТГц волны велико, вследствие большого пути распространения в кристалле. Для расчета мощности ГРЧ при коллинеарном распространении лазерных пучков ($\beta = 0$), будем считать в (6) волновое число комплексным: $k_3 = k_3 - i\alpha/2$ ($\alpha -$

коэффициент поглощения), а период ППКНЛ примем равным $\Lambda_0 = \lambda_3 / (n_3 - n_g)$ для выполнения условия пространственного синхронизма взаимодействия: $k_1 - k_2 - k_3 - k_0 = 0$. В результате для мощности главного максимума излучения в направлении $\theta = \pi/2$, $\varphi = 0$ получаем

$$P_{30} \approx \frac{5,5 \cdot 10^3 d_{33}^2 P_1 P_2}{n_1 n_2 n_3 \lambda_3^2 a_z a_y \alpha^2} [1 - \exp(-\alpha L/2)] . \quad (11)$$

Составив отношение $\eta = P_3/P_{30}$, получаем, что выигрыш мощности ГРЧ (при условии $\alpha L \gg 1$) составляет $\eta \sim 0,42 L a_y \alpha^2$. В рассматриваемом выше случае $L = 3$ см, $a_y = 200$ мкм и $\alpha = 32$ см⁻¹ имеем $\eta \sim 26$. Отметим, что в настоящее время имеются кристаллы ниобата лития длиной около 8×10 см и, следовательно, величина η может достигать до 10². Таким образом, преимущество предложенной геометрии ГРЧ проявляется наиболее ярко при использовании длинных кристаллов и особенно в области, где поглощение генерируемой волны велико. Кроме того, вблизи материального резонанса среды (область высокого поглощения) можно ожидать увеличения нелинейной восприимчивости кристалла [16], что приведет к дополнительному росту мощности ГРЧ.

Результаты проведенного исследования свидетельствуют о целесообразности использования поверхностно-испускаемой ГРЧ в ППКНЛ для генерации ТГц волн с пиковой мощностью, достигающей до нескольких сотен милливатт.

ЛИТЕРАТУРА

1. G.P.Williams. Rev. Sci. Instrum., **73**, 1461 (2002).
2. E.R.Brown. Appl. Phys. Lett., **75**, 769 (1999).
3. W.M.Robertson. Optoelectronic Techniques for Microwave and Millimeter-Wave Engineering. Artech House, 1995.
4. F.Zernike, P.Berman. Phys. Rev. Lett., **15**, 999 (1965).
5. Ю.О.Аветисян, Р.М.Мартиросян, Э.Г.Мирзабекян, П.С.Погосян. Квантовая электроника, **5**, 659 (1978).
6. W.Shi, Y.J.Ding, N.Fernelius, K.Vodopyanov. Opt. Lett., **27**, 1454 (2002).
7. Yu.H.Avetisyan, K.N.Kocharian. Tech. Digest of CLEO'99, Baltimore, USA, May 1999, pp.380-381.
8. C.Weiss, G.Torosyan, Yu.Avetisyan, R.Beigang. Opt. Lett., **26**, 563 (2001).
9. T.Suhara, M.Fujimura. Waveguide nonlinear-optic devices. Springer, Berlin, 2003.
10. Y.Sasaki, Yu.Avetisyan, K.Kawase, H.Ito. Appl. Phys. Lett., **81**, 3323 (2002).
11. Y.Sasaki, Yu.Avetisyan, H.Yokoyama, H.Ito. Opt. Lett., **30**, November (2005) (in print).
12. K.Imai, K.Kawase, H.Minamide, H. Ito. Opt. Lett., **27**, 2173, (2002).
13. Yu.Avetisyan, C.Weiss, G.Torosyan, R. Beigang. Proc. SPIE, **4490**, 134 (2001).
14. A.Yariv. Quantum Electronics. Wiley, New York, 1989.
15. Г.Т.Марков, В.П.Петров, Г.М.Грудинская. Электродинамика и распространение радиоволн. М., Сов. Радио, 1979.
16. C.H.Henry, G.G.Garrett. Phys. Rev., **171**, 1058 (1968).

ՏԵՐԱՀԵՐՑԱՅԻՆ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ԳԵՆԵՐԱՑՈՒՄԸ ՊԱՐԲԵՐԱԿԱՆ ԲԵՎԵՌԱՑՎԱԾ
ՈՉ ԳԾԱՅԻՆ ԲՅՈՒՐԵՂՈՒՄ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԱԼԻՔՆԵՐԻ
ՈՉ ԿՈԼԻՆԵԱՐ ՏԱՐԱԾՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Յու.Հ. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ ոչ կոլինեար տարածվող օպտիկական ալիքների տարբերային հաճախության գեներացման միջոցով կարելի է ստանալ պարբերական բևեռացված բյուրեղի կողմնային մակերևույթին ուղղահայաց ուղղությամբ արձակվող ՏՀց ճառագայթում: Ցույց է տրված, որ այդպիսի փոխդասավորվածությունը, ոչ գծային բյուրեղում ՏՀց ալիքների կլանումից խուսափելու շնորհիվ, նպաստում է գեներացվող հզորության էական աճին:

TERAHERTZ WAVE GENERATION IN A NONLINEAR, PERIODICALLY
POLED CRYSTAL BY NONCOLLINEARLY PROPAGATING
OPTICAL WAVES

Yu.H. AVETISYAN

It is shown that THz waves can be radiated in the direction perpendicular to the lateral surface of a periodically poled, nonlinear crystal by the difference frequency generation with noncollinearly propagating optical waves. It is shown that such configuration promotes essential growth of DFG power due to avoidance of THz wave absorption in a nonlinear crystal.

УДК 530.145

НАДПороговая Ионизация Атомов с учетом Кулоновского Рассеяния

А.Г. МАРКОСЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 14 февраля 2005 г.)

Проведен анализ релятивистской теории надпороговой ионизации водородоподобных атомов с учетом кулоновского рассеяния в линейно поляризованном сверхинтенсивном лазерном поле. Выявлены особенности спектра энергетического и углового распределения образующихся электронов при учете вынужденного эффекта перерассеяния фотоэлектрона в непрерывном спектре.

1. Введение

Интерес к процессу многофотонной надпороговой ионизации (НПИ) атомов в сверхинтенсивных лазерных полях вызван в основном проблемой генерации высоких гармоник и осуществления когерентного коротковолнового излучения с помощью многофотонных связанно-свободных переходов через непрерывный спектр, что является альтернативной версией рентгеновского лазера на свободных электронах. Этой проблеме посвящено много работ и несколько монографий [1,2].

Основной подход в нерелятивистской теории многофотонной надпороговой ионизации в сильном поле электромагнитной волны (ЭМВ) был развит Келдышем (так называемая теория Келдыша–Файсала–Риса (КФР)) [3], который позволил объяснить качественные особенности энергетического спектра фотоэлектронов в экспериментах по НПИ [4]. В рамках этого подхода пренебрегается перерассеянием, т.е. рассеянием фотоэлектрона в поле атомного остатка. Для достижения количественного описания экспериментальных данных были сделаны попытки, например, теоретического описания конечного состояния фотоэлектрона функцией “Кулона–Волкова”, которая есть произведение кулоновской функции упругого рассеяния электрона и волновой функции электрона в поле ЭМВ [5], что приводит к факторизации вероятности НПИ и вносит ограничения на частоту и на интенсивность волны.

Описание конечного состояния фотоэлектрона с учетом эффекта вынужденного тормозного рассеяния (ВТР) в электростатическом поле ионизованного атома в присутствии ЭМВ (вынужденные свободно-свободные переходы) остается одной из основных проблем НПИ атомов. Более того, уже само описание динамического состояния электрона в процессе ВТР проблематично, поэтому основные результаты

по многофотонному ВТР получены через формализм матрицы рассеяния для “свободно-свободных” переходов между волковскими состояниями в ЭМВ [6] в борновском приближении по электростатическому потенциалу. Вне рамок этого приближения известны низкочастотное и эйкональное приближения. В работе [7] была получена динамическая волновая функция нерелятивистского электрона в процессе ВТР, названная обобщенным эйкональным приближением (ОЭП), учитывающая одновременное воздействие полей рассеяния и ЭМВ на динамику электрона в отличие от известных функций, факторизованных по обоим полям. Это позволило выйти за рамки обычного эйконального приближения в теории рассеяния. При помощи такой волновой функции для конечного состояния фотоэлектрона была найдена вероятность многофотонной НПИ, которая учитывает перерассеяние фотоэлектрона в поле атомного остатка [1]. Как было отмечено, учет последнего остается одной из основных проблем для более корректного количественного описания процесса НПИ, в особенности при рассмотрении эффекта стабилизации в сверхатомных полях $F \geq F_a$ ($F_a = Z_a^3 m^2 e^5$ – напряженность атомного поля, m, e – масса и заряд электрона, Z_a – зарядовое число ядра). С другой стороны, в сверхинтенсивных полях проблема НПИ атомов с учетом процесса ВТР фотоэлектрона требует релятивистского рассмотрения.

Релятивистское обобщение многофотонного ВТР в борновском приближении было проведено на основе уравнения Дирака [8]. В работе [9] ОЭП было развито для неупругого процесса в релятивистской теории рассеяния в поле электростатического потенциала произвольной формы и поле ЭМВ. В [1] с помощью этой волновой функции в качестве конечного состояния фотоэлектрона была развита релятивистская теория НПИ водородоподобных атомов в сильном поле ЭМВ с учетом процесса ВТР фотоэлектрона в непрерывном спектре. Было показано, что вклад последнего в вероятность многофотонной ионизации уже в борновском приближении по кулоновскому полю того же порядка, что и вероятность НПИ, полученная в рамках теории КФР.

Целью настоящей работы было рассмотрение индуцированного процесса НПИ в сильном поле ЭМВ, когда энергия электрона в поле порядка его энергии покоя. Поскольку изучение этого процесса до настоящего времени в основном было проведено для циркулярно-поляризованной ЭМВ (наиболее простые аналитические формулы приведены в [1]), в настоящей работе рассмотрена НПИ водородоподобных атомов в случае линейной поляризации поля излучения, где ожидается более богатый и сложный спектр фотоэлектронов. Кроме того, эксперименты по генерации высших гармоник в основном удаются при линейной поляризации поля ЭМВ. Необходимо также выяснить – играют ли роль спиновые эффекты при интенсивности поля порядка 10^{18} Вт/см², или можно ограничиться рассмотрением нелинейного НПИ атомов для клейн-гордоновской частицы вместо дираковского электрона, как в работе Риса [10], но учесть перерассеяние электрона хотя бы в борновском приближении. Количественные расчеты исходят от обобщенной функции Бесселя, представленной в виде ряда

$$J_N(\alpha, \beta) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_{N-2k}(\alpha) J_k(\beta) \quad (1)$$

Различные подходы развиты в работах [3,11,12]. Основная проблема многих известных программ для расчета обобщенной функции Бесселя – ограниченность пределов для ее аргументов и порядка, при которых получаются достоверные результаты.

В настоящей работе приводится наиболее компактная формула для вероятности релятивистского процесса НПИ водородоподобного атома с учетом процесса ВТР клейн-гордоновского фотоэлектрона в борновском приближении по кулоновскому потенциалу остаточного иона в поле линейно-поляризованного излучения и численное рассмотрение для энергетического и углового распределений фотоэлектрона при помощи как точного представления (1), так и известной асимптотики для обобщенной функции Бесселя в контексте данной физической задачи.

2. Вероятность процесса НПИ водородоподобного атома в линейно-поляризованном поле ЭМВ

Как известно, состояние электрона в поле сильной ЭМВ и, соответственно, вероятность надпороговой ионизации атома существенно зависят от поляризации волны. Для водородоподобного атома в поле ЭМВ линейной поляризации с вектор-потенциалом $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{e}A_0 \cos(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r})$, с учетом кулоновского перерасеяния имеем следующую формулу для дифференциальной вероятности НПИ в телесный угол $d\Omega$ ($\hbar = c = 1$) [1]:

$$\begin{aligned} \frac{dW_{i \rightarrow f}}{d\Omega} = & \frac{2^4}{\pi m a^5} \sum_{N \geq N_0} \frac{(N-Z)^2 (k\Pi)^2 |\Pi|}{\mathbf{g}^8} \left\{ J_N\left(\alpha, -\frac{Z}{2}\right) + \frac{\mathbf{g}^2}{2m(N-Z)} \right\} \times \\ & \times \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n\left(-\frac{\alpha'}{2}\right) \left\{ (\varepsilon_0 + 2n\omega) J_{N-2n}\left(\alpha, -\frac{Z}{2}\right) + \right. \\ & \left. + \frac{\omega\alpha'}{2} \left[J_{N-2n-2}\left(\alpha, -\frac{Z-\alpha'}{2}\right) + J_{N-2n-2}\left(\alpha, -\frac{Z-\alpha'}{2}\right) \right] \right\}^2, \end{aligned} \quad (2)$$

где $J_N(\alpha, \beta)$ – обобщенная функция Бесселя [3,12], $\Pi = (\Pi_0, \mathbf{\Pi})$ – усредненный четырехмерный квазиимпульс электрона в плоской ЭМВ: $\Pi = p + k\Pi$, $p = (\varepsilon, \mathbf{p})$ – четырех-импульс свободного электрона, $Z = e^2 A_0^2 / (4kp)$, $k = (\omega, \mathbf{k})$ – волновой четырех-вектор, $kp = \omega\varepsilon - \mathbf{k}\mathbf{p}$. Величины $\alpha, \alpha', \mathbf{g}, |\Pi|$ имеют вид

$$\alpha = eA_0 \mathbf{e}\Pi / (kp), \quad \alpha' = e^2 A_0^2 / (4\omega\varepsilon_0), \quad \mathbf{g} = \Pi - N\mathbf{k}, \quad |\Pi| = \sqrt{(\varepsilon_0 + \omega N)^2 - m_*^2}, \quad (3)$$

где $m_* = m\sqrt{1 + \xi^2/2}$ – эффективная масса релятивистского электрона в ЭМВ, $\xi = eA_0 / m$ – релятивистский инвариантный параметр интенсивности волны, $\varepsilon_0 = m - E_B$, E_B – энергия связанного состояния водородоподобного атома,

$a = a_0 / Z_a$, $a_0 = 1/(me^2)$ – боровский радиус, c – скорость света. По закону сохранения энергии в процессе НПИ суммирование начинается с числа $N_0 = \langle (m_* - \varepsilon_0) / \omega \rangle$.

Простые преобразования с помощью формулы приведения

$$2nJ_n(\alpha, \beta) = \alpha [J_{n-1}(\alpha, \beta) + J_{n+1}(\alpha, \beta)] + 2\beta [J_{n-2}(\alpha, \beta) + J_{n+2}(\alpha, \beta)] \quad (4)$$

позволяют просуммировать в (2) по промежуточным переходам фотоэлектрона через виртуальные состояния атомного континуума, что соответствует испусканию и поглощению фотонов волны (сумма по n). В результате получим формулу для численного исследования

$$\begin{aligned} \frac{dW_{i \rightarrow f}}{d\Omega} = & \frac{2^4}{\pi m a^5} \sum_{N \geq N_0} \frac{(N-Z)^2 (k\Pi)^2 |\Pi|}{g^8} \left\{ J_N \left(\alpha, -\frac{Z}{2} \right) + \right. \\ & \left. + \frac{g^2}{2m(N-Z)} \left[\varepsilon_0 J_N \left(\alpha, \frac{Z-a'}{2} \right) - (Z-a') \left(J_{N-2} \left(\alpha, \frac{Z-a'}{2} \right) + J_{N+2} \left(\alpha, \frac{Z-a'}{2} \right) \right) \right] \right\}^2. \quad (5) \end{aligned}$$

Формула (5) в нерелятивистском пределе переходит в известную формулу, полученную по теории КФР [3], с одним важным отличием. Здесь учтен эффект перерассеяния электрона в поле атомного остатка. В пионерской работе Келдыша этот эффект приближенно оценивается и вводится в конечную формулу для вероятности ионизации (при полях много меньших атомных) в виде постоянного множителя. Более того, похожий подход был применен в [13,14] для релятивистски сильных полей.

Так как дальнейшее исследование формулы (5) аналитически затрудняется, ниже произведем численный анализ. Для сравнения результатов численных вычислений представлены результаты для вероятности НПИ без учета процесса перерассеяния электрона [10], а также известное представление Ритуса–Никишова [12], где обобщенная функция Бесселя аппроксимируется функцией Эйри $\text{Ai}(Y)$ при условиях

$$\alpha \sim \beta \sim N \gg 1, \quad \frac{N}{4\beta} \geq \left(\frac{\alpha}{8\beta} \right)^2 + \frac{1}{2}, \quad (6)$$

$$\tilde{J}_N(\alpha, \beta) = \left(\frac{(2mE_B)^2 \cosh \varepsilon}{\omega m^2 \xi^2 (\Pi_0 - |\Pi| \cos \theta)} \right)^{1/3} \text{Ai}(Y) \quad (7)$$

где

$$Y = \left(\frac{4\beta}{\sin \psi} \right)^{2/3} \left(\frac{N}{4\beta} - \left(\frac{\alpha}{8\beta} \right)^2 - \frac{1}{2} \right), \quad (8)$$

$$\sin \psi = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \frac{3}{2} - \frac{N}{4\beta} - \sqrt{\left(\frac{N}{4\beta} + \frac{1}{2} \right)^2 - \left(\frac{\alpha}{4\beta} \right)^2} \right\}^{1/2}, \quad (9)$$

$$\cosh \varepsilon = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \frac{1}{2} + \frac{N}{4\beta} + \sqrt{\left(\frac{N}{4\beta} + \frac{1}{2} \right)^2 - \left(\frac{\alpha}{4\beta} \right)^2} \right\}^{1/2}, \quad (10)$$

$$\alpha = \xi \frac{m|\Pi| \sin \theta \cos \varphi}{\omega(\Pi_0 - |\Pi| \cos \theta)}, \quad \beta = -\xi^2 \frac{m^2}{8\omega(\Pi_0 - |\Pi| \cos \theta)}, \quad N \geq \frac{m_* - \varepsilon_0}{\omega}. \quad (11)$$

3. Численный расчет вероятности ионизации водородоподобного атома в поле линейно-поляризованной ЭМВ

Для численных расчетов рассматривается ионизация атома водорода ($Z_a = 1$) из основного состояния с энергией $E_B \approx 0.5$ а.е. при излучении Nd-YAG лазера ($\hbar\omega \approx 1.17$ эВ). Интенсивность ЭМВ принята $3.5 \cdot 10^{16}$ Вт/см², что соответствует релятивистскому параметру интенсивности $\xi = 0.17$ и напряженности ЭМВ $E \sim 1$ а.е. На рис.1 (гладкая линия) приводится парциальная вероятность надпороговой ионизации $W(N)$ с учетом процесса перерассеяния в кулоновском поле атомного остатка, найденная с помощью (5), где произведено интегрирование по углам рассеяния θ, φ конечного электрона в полярной системе координат с осью, направленной по вектору распространения ЭМВ, как функция числа N поглощенных фотонов, необходимых для процесса ионизации. В отличие от случая лазерного поля циркулярной поляризации [1] при тех же параметрах задачи, где зависимость имеет гауссов вид, распределение $W(N)$ по N «прижато» к порогу ионизации $N = N_0$. Для сравнения на том же рис.1 приводятся парциальная вероятность надпороговой ионизации $W_R(N)$ [10] (пунктирная линия) без учета процесса перерассеяния в кулоновском поле и найденная при помощи асимптотического представления (7) (линия из точек). Вышеуказанная асимптотика из-за определенных условий (6) на α, β, N и входящих в (7) ε, ψ [12] не приемлема для члена, описывающего перерассеяние фотоэлектрона, где второй аргумент $\beta = (Z - a')/2$ функции $J_N(\alpha, \beta)$ – знакопеременный (второй член в фигурных скобках в (5)). Как показали численные расчеты, при $\xi = 0.1$ (и при больших значениях $\xi = 1$) асимптотика (линия из точек) [12], не совпадает с графиком зависимости $W_R(N)$ [10].

Как видно из рис.1, вероятность НПИ с учетом кулоновского взаимодействия значительно больше вероятности прямого процесса, спектр фотоэлектронов имеет многопиковый характер, которые не совпадают с пиками $W_R(N)$ из-за учета промежуточных переходов фотоэлектрона через виртуальные состояния атомного континуума с эффектом перерассеяния. Отметим, что для циркулярной поляризации ЭМВ вклад перерассеяния электрона в непрерывном спектре того же порядка, что и

результат Риса, в котором не учтено перерасcеяние [1]. Исследования при больших значениях параметра ξ показали, что с ростом поля скорость ионизации уменьшается на несколько порядков, что позволяет при сравнении с рис.1 увидеть процесс стабилизации [1].

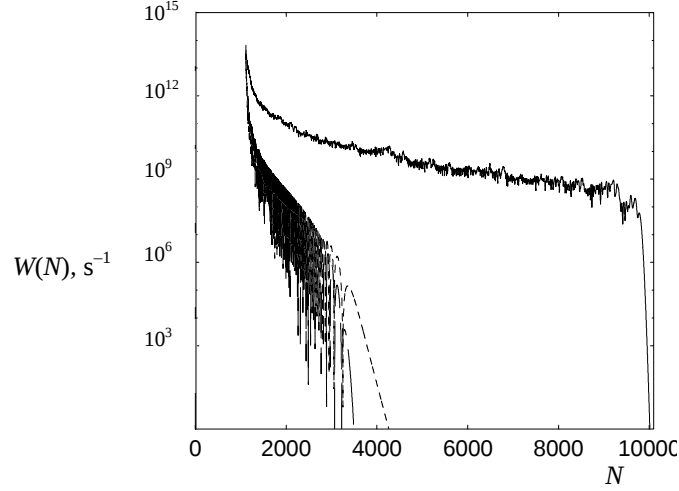


Рис.1. Парциальная вероятность ионизации $W(N)$ атома водорода как функция числа фотонов N , необходимых для процесса ионизации при частоте $\omega = 0.043$ а.е. и релятивистском параметре интенсивности $\xi = 0.1$ линейно-поляризованного лазерного поля в логарифмическом масштабе. Сплошная линия, пунктирная линия и линия из точек есть парциальные вероятности с учетом процесса перерасcеяния электрона, без учета этого процесса и найденная с помощью приближения [12], соответственно.

Проведены также исследования пространственного распределения фотоэлектронов. На рис.2а приведен график зависимости дифференциальной вероятности $dW(\theta, \varphi)/(\sin \theta d\theta d\varphi)$ надпороговой ионизации (после суммирования по числу поглощенных фотонов N) от углов рассеяния θ и φ конечного электрона в полярной системе координат с осью, направленной по вектору $\mathbf{k}$ ЭМВ. Для сравнения с известными результатами релятивистский параметр интенсивности взят $\xi = 0.01$, при котором релятивизм задачи уже выражен [10].

На рис.2б та же зависимость приведена для случая, когда пренебрегается перерасcеянием электрона на кулоновском потенциале при остальных одинаковых параметрах задачи [3]. Так как магнитное поле уже влияет на испущенные фотоэлектроны, максимумы вероятности НПИ достигаются при периодических значениях $\theta = 1.53938$ рад, $\varphi = 0$ в плоскости, составленной векторами распространения и поляризации ЭМВ. Сравнение двух графиков показывает особенности углового распределения вылетающего электрона: например, колоколообразную форму на рис.2а, отмеченную при учете влияния на электрон кулоновского поля атомного остатка для численного [15] и экспериментального [4] исследований задачи.

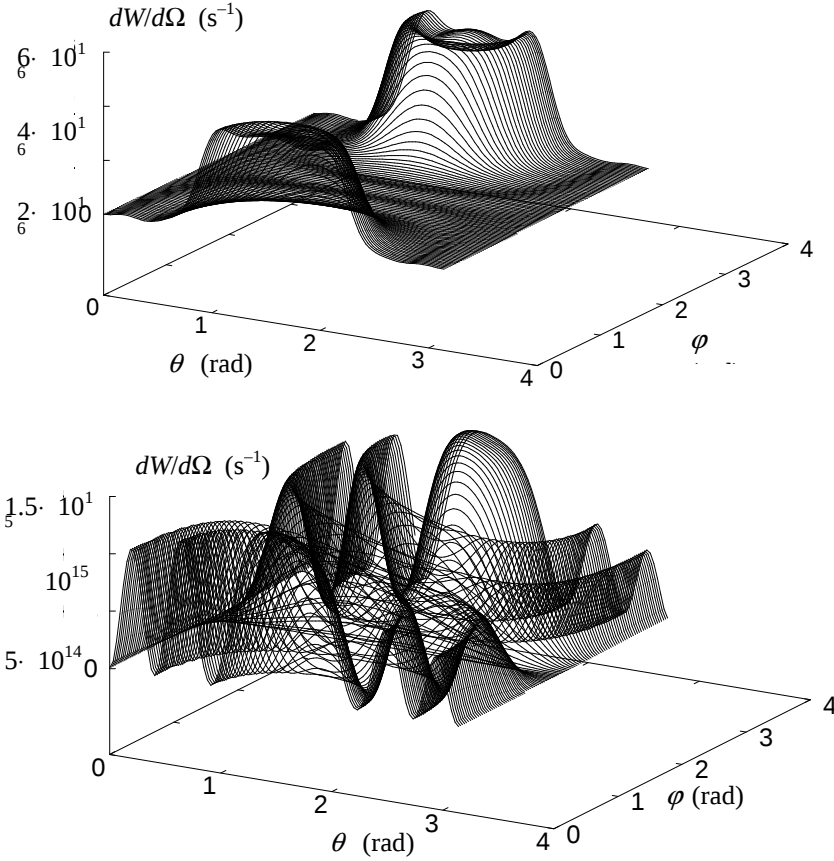


Рис.2. Дифференциальная вероятность $dW(\theta, \varphi)/d\Omega$ процесса надпороговой ионизации атома водорода как функция двух углов θ, φ , составленных импульсом фотоэлектрона $\mathbf{p}$ и волновым вектором $\mathbf{k}$ и двумя плоскостями, созданными векторами $\mathbf{A}, \mathbf{k}$ и $\mathbf{A}, \mathbf{p}$, соответственно, при линейной поляризации лазерного поля с вектором поляризации $\mathbf{A}$ и частотой излучения $\omega = 0.043$ а.е. и $\xi = 0.01$: а) и б) есть вероятность, найденная с учетом процесса перерассеяния и без учета этого процесса, соответственно. Углы даны в радианах. Максимумы вероятности соответствуют периодическим значениям $\theta = 1.53938$ рад и $\varphi = 0$.

Резюмируя, можно отметить, что роль кулоновских сил при больших релятивистских скоростях фотоэлектрона в процессе НПИ одинаково существенна как в начальном, так и в конечном состояниях. В случае рассеяния фотоэлектрона в непрерывном спектре состояний в циркулярно-поляризованном лазерном поле вклад перерассеяния уже имеет тот же порядок [1], а в случае линейно-поляризованного — много больше вероятности прямого процесса ионизации в рамках известных приближений.

Выражаю благодарность проф. Г.К.Аветисяну за обсуждение результатов и постоянный интерес к работе, а также Г.Ф.Мкртчяну и Х.В.Седракяну за ценные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. **H.K.Avetissian** et al. Phys. Rev. A, **64**, 053404 (2001).
2. **M.H.Mittleman**. Introduction to the Theory of Laser-Atom Interactions. Plenum, New York, 1993; **M.V. Fedorov**. Atomic and Free Electrons in a Strong Light Field. World Scientific, Singapore, 1997; **F.Ehlotzky** et al. Phys. Reports, **297**, 63 (1998).
3. **Л.Д.Келдыш**. ЖЭТФ, **47**, 1945 (1964); **F.Faisal**. J. Phys. B, **6**, L89 (1973); **H.R.Reiss**. Phys. Rev. A, **22**, 1786 (1980).
4. **P.Agostini** et al. Phys. Rev. Lett., **42**, 2778 (1979); **P.H.Buckbaum** et al. Phys. Rev. Lett., **56**, 2590 (1986); **U.Mohideen** et al. Phys. Rev. Lett., **71**, 509 (1993).
5. **H.R.Reiss** and **V.P.Krainov**. Phys. Rev. A, **50**, R910 (1994); **D.B.Milosevic** and **F.Ehlotzky**. Phys. Rev. A, **58**, 3124 (1998); **K.Mishima** et al. Phys. Rev. A, **66**, 053408 (2002).
6. **Ф.В.Бункин, М.В.Федоров**. ЖЭТФ, **49**, 1215 (1965).
7. **H.K. Avetissian** et al. Phys. Rev. A, **56**, 4905 (1997).
8. **М.М Денисов, М.В. Федоров**. ЖЭТФ, **53**, 1340 (1967).
9. **H.K. Avetissian** et al. Phys. Rev. A, **59**, 549 (1999).
10. **H.R.Reiss**. J. Mod. Opt., **7**, 574 (1990); **D.P.Crawford** and **H.R.Reiss**. Phys. Rev. A, **50**, 1844 (1994); **D.P.Crawford** et al. Opt. Exp., **2**, 289 (1999).
11. **C.Leubner** et al. Phys. Rev. A, **23**, 2877 (1981).
12. **А.Л.Никишов, В.Л.Ритус**. ЖЭТФ, **46**, 776 (1964); **46**, 1768 (1964); **А.Л.Никишов, В.Л.Ритус**. Труды ФИАН, **111**, 218 (1979).
13. **N.J.Kylstra** et al. Phys. Rev. A, **64**, 013411 (2001); **A.Malstev** and **T.Ditmire**. Phys. Rev. Lett., **90**, 053002 (2003).
14. **H.R.Reiss**. Phys. Rev. A, **65**, 055405 (2002).
15. **M.Lewenstein** et al. Phys. Rev. A, **51**, 1495 (1995).

ԱՏՈՄՆԵՐԻ ՎԵՐՇԵՄԱՅԻՆ ԻՈՆԻԶԱՑԻԱՆ
ԿՈՒԼՈՆՅԱՆ ՑՐՄԱՆ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՄԲ

Ա.Գ. ՄԱՐԿՈՍՅԱՆ

Ուսումնասիրված է գծային բևեռացված զերիզոր լազերային դաշտում ջրածնանման ատոմների վերջնական իոնիզացիայի քվանտային ռեյասիվիստիկ տեսությունը: Ցույց են տրված պոկված էլեկտրոնների անկյունային և էներգիական բաշխումների յուրահատկությունները, հաշվի առնելով ֆոտոէլեկտրոնի հարկադրական վերացրման էֆեկտը ատոմային կոնտինուումում:

ABOVE-THRESHOLD IONIZATION OF ATOMS
WITH ALLOWANCE FOR THE COULOMB SCATTERING

A.G. MARKOSSIAN

Within the framework of the relativistic quantum theory the above-threshold ionization process of the hydrogen-like atoms in a superintensive linear polarization electromagnetic wave is studied. Taking into account the photoelectron-induced rescattering effect in the atomic continuum, the features of the energy and angular distributions of outgoing electrons are revealed.

УДК 539.12

УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ В ГАЗОВОЙ СРЕДЕ С ПЕРЕМЕННЫМ ПОКАЗАТЕЛЕМ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

С.С. ИСРАЕЛЯН, Х.В. СЕДРАКЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 8 июня 2005 г.)

На основе численного интегрирования классических релятивистских уравнений движения исследована возможность нелинейного черенковского ускорения электронов в режиме захвата реальным лазерным импульсом конечной длительности и определенной формы огибающей интенсивности в среде с переменным показателем преломления. Найдены самосогласованный закон изменения показателя преломления среды в режиме непрерывного ускорения и соответствующий темп лазерного ускорения для электронов.

Проблема создания новых типов ускорителей заряженных частиц сверхвысоких энергий, в частности, лазерных [1] и плазменных [2] ускорителей малых размеров является, пожалуй, самой актуальной в современной физике ускорителей, плазмы и лазеров. Последние достижения в области лазерной физики, связанные с созданием сверхкоротких фемтосекундных лазерных источников релятивистских интенсивностей, далеко превышающих уже внутриатомные поля [3], открывают реальные возможности для осуществления лазерных ускорителей сверхвысоких энергий [4]. Поэтому исследование нелинейных механизмов индуцированного взаимодействия заряженных частиц со сверхмощными лазерными полями представляет значительный интерес [5].

При взаимодействии заряженной частицы с плоско-поперечной электромагнитной (ЭМ) волной в преломляющей среде (газы с показателем преломления $n > 1$) имеет место нелинейное, пороговое по интенсивности явление «отражения» или захвата частицы волной [6], обусловленное индуцированным черенковским эффектом. При «отражении» от фронта волны частица ускоряется, между тем как в режиме захвата скорость частицы осциллирует во времени, оставаясь в среднем постоянной. Однако и в этом режиме можно ускорить частицу, если показатель преломления газовой среды изменять определенным образом, непрерывно увеличивая фазовую скорость волны [7]. Так как в результате «отражения» продольная скорость частицы становится больше или меньше фазовой скорости света и она отрывается от волны (однократное «отражение»), то этим и завершается процесс энергообмена частицы с волной при $n = \text{const}$. Ускорение при таком однократном «отражении» мало, особенно если учесть также, что максимально допустимые интенсивности ЭМ волны в средах с показателем преломления $n > 1$ ограничены порогом ионизации атомов. Однако, можно получить

заметное ускорение частиц и в таких лазерных полях (умеренных интенсивностей), если показатель преломления газовой среды адиабатически уменьшать вдоль направления распространения волны по такому закону, чтобы частица все время находилась перед фронтом волны в режиме непрерывного ускорения. Этот режим может реализоваться при коллинеарном движении частицы с волной, т.е. при отсутствии начального поперечного импульса частицы. Но практически более эффективным для непрерывного ускорения является режим захвата с переменным показателем преломления, при больших поперечных импульсах частицы $p_{0y}/mc\xi > 2$ [7], где $\xi = eE/mc\omega$ – релятивистский инвариантный параметр интенсивности волны, e, m – заряд и масса частицы, ω, E – частота и амплитуда монохроматической волны, c – скорость света в вакууме (в дальнейшем принимается $c = 1$).

В упомянутых работах исследования были проведены аналитически для плоской монохроматической волны. В реальных ситуациях для лазерного ускорения частиц интересно выяснить роль конечной длительности, поперечного и продольного профилей лазерного импульса на вышеуказанные эффекты и процесс ускорения, что, естественно, находится за пределами возможностей аналитических исследований. Поэтому настоящая статья посвящена численному исследованию указанного вопроса.

Рассмотрена задача ускорения электрона линейно поляризованной ЭМ волной в среде с переменным показателем преломления $n = n(x)$ (волна распространяется по оси x) в режиме захвата, когда продольная скорость частицы близка к скорости волны в среде, и уравнения движения электрона решены численным методом (метод Рунге–Кутты). В среде с начальным значением показателя преломления $n_0 - 1 = 10^{-4}$ для определенности рассмотрен электрон, входящий в волну под углом $\alpha = 9 \cdot 10^{-3}$ рад, который должен иметь начальную энергию $\varepsilon_0 \approx 50.5$ МэВ, что обеспечит вышеуказанные условия для эффективного непрерывного ускорения волной, электрическая напряженность которой имеет следующий вид:

$$E_x = E_z = 0, \quad E_y = E_0 \exp\left(-\frac{4\rho^2}{d^2}\right) \frac{\cos[\omega(\int n(x)dx - t) + \varphi_0]}{\sqrt[4]{n} \cdot \cosh[(\int n(x)dx - t + \varphi_0/\omega)/\tau]}, \quad (1)$$

где $\rho = \sqrt{y^2 + z^2}$, φ_0, τ – соответственно, начальная фаза и длительность импульса, а d – параметр, характеризующий поперечный размер импульса. Напряженность, длительность и длина волны, соответственно, равны $E_0 = 2.96 \cdot 10^8$ В/см, $\tau = 1000T$ (T – период ЭМ волны), $\lambda = 1.064 \cdot 10^{-4}$ см, а поперечные размеры импульса $d = 5000\lambda$. Данный вид электромагнитного импульса получен путем обобщения результатов работы [8] для среды с переменным показателем преломления [9]. Так как рассматривается импульс с относительно большими поперечными размерами, а участок взаимодействия с электроном невелик (~ 1 м), то можно пренебречь изменением поперечного профиля импульса при его распространении [8].

Сначала самосогласованным образом решены уравнения движения для одной частицы,

когда показатель преломления изменяется в зависимости от разности скоростей частицы и волны. Во-первых, самосогласованным образом найден вид показателя преломления среды, при котором электрон ускоряется волной в режиме захвата, а также вычислены скорость, траектория и энергия электрона. В этих условиях электрон захватывается и «увлекается» волной, ускоряясь при изменении (уменьшении) n . Зависимость энергии электрона от пройденного расстояния x представлена на рис.1.

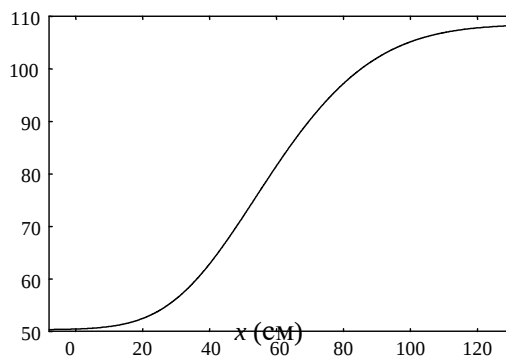


Рис.1. Зависимость энергии электрона, взаимодействующего с лазерным импульсом в среде с переменным показателем преломления, от пройденного расстояния x .

В результате решения самосогласованной задачи взаимодействия частицы с импульсом ЭМ волны получен закон изменения показателя преломления среды (рис.2, сплошная линия), при котором частица во время движения в поле волны остается в режиме захвата и непрерывно ускоряется волной.

Для исследования взаимодействия частиц с лазерным импульсом в среде с переменным показателем преломления, полученный закон изменения $n = n(x)$ не может быть использован в прямом виде из-за временной задержки разных частиц в пучке по отношению к импульсу волны. Поэтому следует учитывать соответствующим образом этот временной разброс при решении задачи для ускорения реального пучка частиц. Для поставленной задачи подходящим является закон изменения показателя преломления среды, аппроксимированный функцией (рис.2, штриховая линия)

$$n(x) = a + b \cdot \frac{1 - \tanh(g \cdot x - l)}{2}. \quad (2)$$

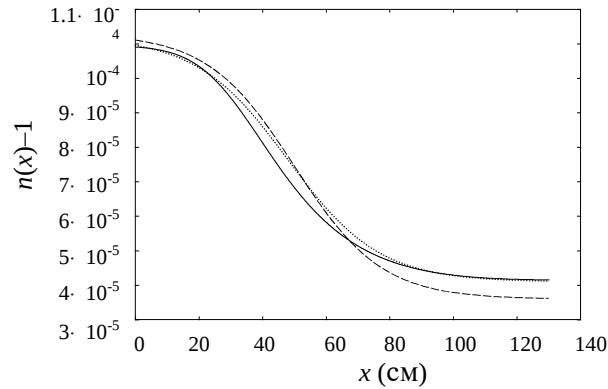


Рис.2. Графики изменений показателей преломления (для удобства на рисунке приведены графики, соответствующие $n(x)-1$): сплошная линия соответствует решению самосогласованной задачи, штриховая линия ($a = 1,000031$, $b = 7,1 \cdot 10^{-5}$, $g = 0.03477 \text{ см}^{-1}$, $l = 1.665$) – аппроксимация к последней, а пунктирная линия ($a = 1,000026$, $b = 7,7(10^{-5}$, $g = 0.03665 \text{ см}^{-1}$, $l = 1.883$) соответствует относительно медленному изменению показателя преломления.

Частицы в пучке имеют одинаковые начальные импульсы (начальная энергия частиц $\varepsilon_0 \approx 50.5$ МэВ), но входят в волну с различными начальными фазами и z -координатами. На рис.3 показана зависимость энергий взаимодействующих с волной (1) частиц от их x -координат. Как видно из рисунка, в зависимости от начальной фазы частицы или захватываются волной и ускоряются, или вылетают из волны почти без изменения энергии. На рис.3а приведены зависимости энергий частиц от длины взаимодействия с лазерным импульсом в случае, когда разные частицы с координатой $z = 0$ входят в волну с различными начальными фазами. На рис.3б представлен случай, когда частицы входят в волну с координатой $z = 0.25$ мм и с различными начальными фазами.

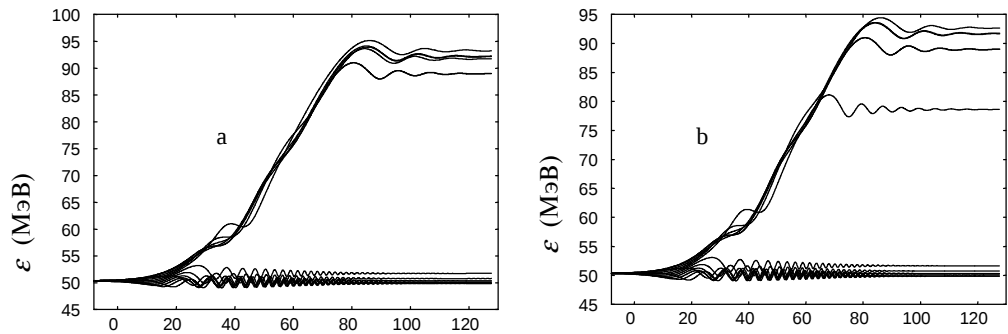


Рис.3. Зависимость энергий взаимодействующих с волной частиц от пройденного расстояния x . Частицы входят в волну с различными начальными фазами и z -координатами: а) $z=0$, б) $z=0,25$ мм.

Зависимости конечных энергий частиц от их начальных фаз приведены на рис.4. Рис.4а соответствует частицам, входящим в волну с координатой $z = 0$, рис.4б – частицам с координатой $z = 0.25$ мм. Как видно из рисунка, почти половина всех частиц, взаимодействующих с волной, ускоряется.

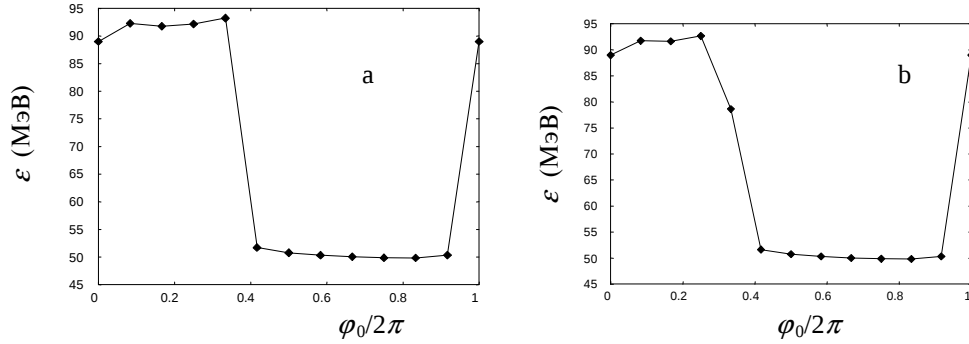


Рис.4. Зависимости конечных энергий частиц, рассмотренных на рис.3, от их начальных фаз: а) $z = 0$, б) $z = 0,25$ мм.

Представляет интерес также случай, когда переменный показатель преломления среды (2) изменяется сравнительно медленно (рис.2, пунктирная линия), что обеспечивает захват и ускорение относительно большого числа частиц. На рис.5а показана зависимость энергий частиц, входящих в волну с различными начальными фазами, от их x -координат. Зависимость конечных энергий частиц от их начальных фаз входа в волну представлена на рис.5б.

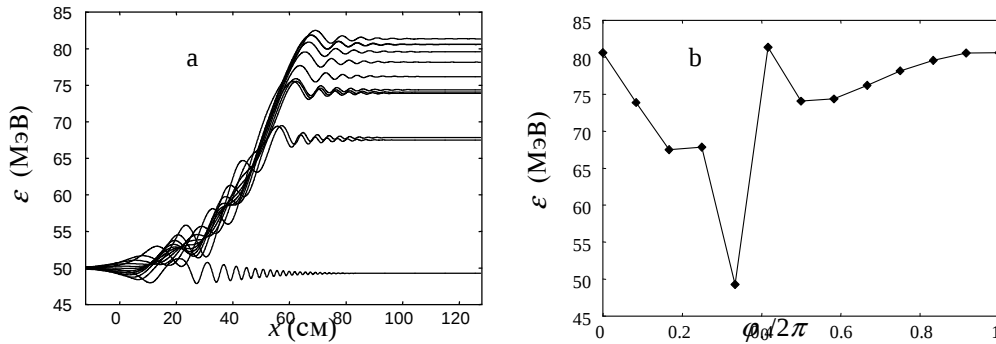


Рис.5. а) Зависимость энергий частиц от пройденного расстояния x при различных начальных фазах взаимодействия с лазерным импульсом заданной огибающей, б) зависимость конечной энергии частиц (рассмотренных на рис.5а) от их начальной фазы.

В заключение авторы выражают благодарность проф. Г.К.Аветисяну за ценные советы и многочисленные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. **P.X.Wang** et al. Appl. Phys. Lett., **78**, 2253 (2001); **Y.L.Salamin, C.K.Keitel**. Phys. Rev. Lett., **88**, 095005 (2002); **Ch.Varin, M.Piche, M.A.Porras**. Phys. Rev. E, **71**, 026603 (2005).
2. **T.Tajima, J.M.Dawson**. Phys. Rev. Lett., **43**, 267 (1979); **E.Esarey** et al. IEEE Trans. Plasma Sci., **24**, 252 (1996); **E.Esarey** et al., IEEE J. Quant. Electr., **33**, 1879 (1997).
3. **Th.Stohlker** et al. Phys. Rev. Lett., **86**, 983 (2001); **M.Drescher** et al. Sci. Expr., 1058561 (2001).
4. **K.McDonald**. Phys. Rev. Lett., **80**, 1350 (1998); **P.Mora, B.Quesnel**. Phys. Rev. Lett., **80**, 1351 (1998).
5. **S.P.D.Mangles** et al. Nature, **431**, 535 (2004); **C.G.R.Geddes** et al. Nature, **431**, 538 (2004); **J.Faure** et al. Nature, **431**, 541 (2004).
6. **В.М.Арутюнян, Г.К.Аветисян**. Квантовая электроника, **1**, 54 (1972).
7. **В.М.Арутюнян, Г.К.Аветисян**. ЖЭТФ, **62**, 1639 (1972).
8. **K.McDonald**. Los-Alamos E-Print arXiv: physics/0003056 (2000).
9. **Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц**. Электродинамика сплошных сред. М., Наука, 1982.

ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ԱՐԱԳԱՅՈՒՄԸ ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ԻՄՊՈՒԼՍՈՎ՝
ՓՈՓՈԽԱԿԱՆ ԲԵԿՄԱՆ ՅՈՒՅՉՈՎ ԳԱԶԱՅԻՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ

Ս.Ս. ԻՍՐԱԵԼՅԱՆ, Խ.Վ. ՍԵԴՐԱԿՅԱՆ

Շարժման դասական ռելյատիվիստիկ հավասարումների թվային ինտեգրման միջոցով հետազոտված է զավթման ռեժիմում փոփոխական բեկման ցուցչով միջավայրում էլեկտրոնների ոչ-գծային չերենկովյան արագացման հնարավորությունը վերջավոր տևողությամբ և ինտենսիվության որոշակի պարուրիչով իրական լազերային իմպուլսով: Անընդհատ արագացման ռեժիմում գտնված են միջավայրի բեկման ցուցչի փոփոխման ինքնահամաձայնեցված օրենքը և համապատասխան լազերային արագացման տեմպը էլեկտրոնների համար:

ACCELERATION OF ELECTRONS BY THE LASER PULSE IN A GASEOUS MEDIUM WITH A VARIABLE REFRACTION INDEX

S.S. ISRAELYAN, Kh.V. SEDRAKYAN

By means of numerical integration of the classical relativistic equations of motion an opportunity of a nonlinear Cherenkov acceleration of electrons in the capture regime by an actual laser pulse of finite duration and certain form of the envelope of the intensity in a medium with a variable refraction index is investigated. The self-consistent law of change of the refraction index of a medium and corresponding rate of the laser acceleration for electrons in the regime of continuous acceleration are found.

УДК 539.12

**ВОЗДЕЙСТВИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН
НА КОГЕРЕНТНОЕ РОЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ ПАР В
МОНОКРИСТАЛЛЕ КВАРЦА
ПРИ ЭНЕРГИИ ФОТОНОВ $E_\gamma=3,5$ ГэВ**

А.Р. МКРТЧЯН, А.А. СААРЯН, В.В. ПАРАЗЯН, А.Г. МКРТЧЯН

Институт прикладных проблем физики НАН Армении

Г.А. ВАРТАПЕТЯН, А.М. СИРУНЯН, Г.Г. АКОПЯН, Ж.В. МАНУКЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 3 июня 2005 г.)

Исследовано воздействие акустических волн, возбужденных в монокристалле кварца, на процесс когерентного рождения электрон-позитронных пар фотонами высоких энергий. Конкретные расчеты эффективного сечения процесса проведены для фотонов с энергией 3,5 ГэВ. Предложена схема экспериментальной установки на фотонном канале Ереванского синхротрона для проведения соответствующих измерений.

1. Введение

Фундаментальные аспекты электромагнитных процессов высокой энергии в конденсированных средах обсуждались в течение долгого времени. В кристаллах, где атомы расположены в упорядоченной решетке, сечения электромагнитных процессов высокой энергии могут существенно отличаться от соответствующих величин для отдельного атома [1].

С точки зрения управления параметрами электромагнитных процессов высокой энергии в среде актуальным является исследование влияния внешних полей типа акустических волн, температурного градиента и т.д. на соответствующие характеристики. Исследования конкретных процессов – таких, как дифракционное излучение [2], переходное излучение [3], параметрическое рентгеновское излучение [4], излучение при каналировании [5], когерентное тормозное излучение [6], образование электрон-позитронных пар фотоном высокой энергии [7,8], показали, что внешние поля могут существенно изменить частотно-угловые характеристики этих процессов. Явление рождения электрон-позитронной пары фотонами высоких энергий при пролете через кристалл представляет интерес не только с точки зрения фундаментальной физики, но также и в плане практических применений для генерации

интенсивных позитронных пучков. Для улучшения выхода позитронов может быть использовано излучение каналирования, которое более интенсивно, чем когерентное тормозное излучение и дает большее количество электрон-позитронных пар [9,10]. Дополнительное увеличение выхода позитронов может быть достигнуто воздействием возбужденных в кристалле акустических волн [11].

Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию влияния возбужденных в монокристалле кварца акустических волн на эффективное сечение когерентного рождения электрон-позитронных пар фотонами с энергией 3,5 ГэВ. В ней также предложена схема экспериментальной установки для проведения соответствующих измерений.

2. Сечение рождения электрон-позитронных пар

Пусть фотон с энергией ω входит в кристалл, в котором возбуждены акустические волны. Обусловленные этими волнами смещения атомов от равновесных положений представим в виде

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_0 f(\mathbf{k}_s \mathbf{r}_e), \quad (1)$$

где $\mathbf{u}_0$ – амплитуда смещения, $f(x)$ – произвольная периодическая функция с периодом 2π , радиус-вектор $\mathbf{r}_e$ определяет равновесное положение атома, $\mathbf{k}_s$ – волновой вектор гиперзвуковой волны. Общая формула дифференциального сечения когерентного рождения электрон-позитронных пар в кристалле при наличии периодической деформации (1) имеет вид [7,8] (использована система единиц $\hbar = c = 1$):

$$\frac{d\sigma_c}{dE_+} = \frac{e^2 N}{\omega^2 N_0 \Delta} \sum_{m, \mathbf{g}} \frac{g_{m\perp}^2}{g_{m\parallel}^2} \left[\frac{\omega^2}{2E_+ E_-} - 1 + 2 \frac{\delta}{g_{m\parallel}} \left(1 - \frac{\delta}{g_{m\parallel}} \right) \right] |F_m(\mathbf{g}_m \mathbf{u}_0)|^2 |S(\mathbf{g})|^2, \quad (2)$$

$$S(\mathbf{g}) = \sum_{j,l} u_{\mathbf{q}}^{(j)} e^{i\mathbf{g}\mathbf{r}_l^{(j)}}, \quad \mathbf{g}_m = \mathbf{g} - m\mathbf{k}_s, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (3)$$

где e – заряд электрона, N – полное число атомов, находящихся в вершинах выбранных нами ячеек, N_0 – число атомов кристалла, Δ – объем элементарной ячейки, $\mathbf{g}$ – вектор обратной решетки, $g_{m\parallel}, g_{m\perp}$ – параллельная и перпендикулярная проекции вектора $\mathbf{g}_m$ по отношению к направлению влета фотона, E_+, E_- – энергии позитрона и электрона, соответственно, $\delta = \omega m_e^2 / 2E_+ E_-$, $F_m(x)$ – фурье-компонента функции $e^{ixf(t)}$:

$$F_m(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} e^{ixf(t) - imt} dt. \quad (4)$$

Отметим, что для синусоидальной акустической волны, $f(x) = \sin(x + \varphi_0)$, имеем $F_m(x) = J_m(x) e^{im\varphi_0}$, где $J_m(x)$ – функция Бесселя. В формуле (3) для структурного фактора кристалла $S(\mathbf{g})$ суммирование ведется по атомам выбранной ячейки. Индекс

j нумерует типы атомов, а индекс l – атомы данного типа. Радиус-векторы $\mathbf{r}_l^{(j)}$ определяют равновесные положения атомов в выбранной ячейке относительно начала этой ячейки в случае без деформации. Функция $\mathbf{u}_n^{(j)}$ – Фурье-образ потенциала атома типа j . В формуле (2) суммирование идет при ограничении $g_{m\parallel} \geq \delta$, где минимальный переданный импульс δ связан с зоной формирования l_c рождения пары соотношением $\delta = 1/l_c$. Формула (2) отличается от соответствующей формулы для сечения рождения пары в недеформированных кристаллах заменой $g \rightarrow g_m$ и дополнительным суммированием по m с весами $|F_m(\mathbf{g}_m \mathbf{u}_0)|^2$. Это соответствует генерации гиперзвуком одномерной решетки с вектором обратной решетки $m\mathbf{k}_s$. В работе [7] показано, что воздействие акустической волны может стать заметным при условии $2\pi u_0 k_s \geq a/l_c$, где a имеет порядок межатомных расстояний.

Когерентные эффекты воздействия кристалла на процесс образования пар существенны при малых углах θ влета фотона относительно кристаллической оси, в качестве которой мы выберем ось z . В этом случае основной вклад в сечение (2) дают слагаемые с $g_z = 0$. В зависимости от значения угла α между проекцией импульса фотона на плоскость (x, y) и осью y возможны качественно разные ситуации. Если углы α и $\pi/2 - \alpha$, не малы, то в формуле для сечения суммирование по g_x и g_y можно заменить интегрированием. Если же угол α мал (аналогично рассматривается случай малого $\pi/2 - \alpha$), то следует различать два случая в зависимости от величины минимального переданного импульса δ . При $\delta \sim 2\pi\theta/a$ сечение слабо зависит от угла α и суммирование по g_x можно заменить интегрированием. В случае когда $\mathbf{u}_0$ параллельно оси y аргумент функции F_m в (2) не зависит от g_x и интеграл может быть вычислен явно для произвольной функции f в формуле (1). При $\delta \sim 2\pi\theta\alpha/a$ основной вклад в сечение дают слагаемые с $g_y = 0$ и формула (2) примет вид

$$\frac{d\sigma_c}{dE_+} \approx \frac{4\pi^2 e^6}{\omega^2 \Delta} \sum_{m, g_y} \frac{g_x^2}{g_{m\parallel}^2} \left[\frac{\omega^2}{2E_+ E_-} - 1 + 2 \frac{\delta}{g_{m\parallel}} \left(1 - \frac{\delta}{g_{m\parallel}} \right) \right] |F_m(g_x u_{0x})|^2 |S(g_x)|^2, \quad (5)$$

где суммирование идет при условии $g_{m\parallel} \approx -mk_z + \psi g_y \geq \delta$ и $\psi = \alpha\theta$.

С целью демонстрации возможности воздействия акустической волны на процесс рождения пар нами проведены численные расчеты сечения рождения пары в монокристалле кварца на основе формулы (5). Чтобы иметь дело с ортогональной решеткой, в качестве элементарной ячейки выбрана ячейка, включающая 6 атомов кремния и 12 атомов кислорода. Для потенциалов отдельных атомов выбрана параметризация Мольера. Вычисления проводились для поперечной акустической волны типа S (соответствующие параметры можно найти в [12]) с частотой 5 ГГц, для которой вектор амплитуды смещения направлен по оси X кристалла кварца, $\mathbf{u}_0 = (u_0, 0, 0)$, а скорость равна $4,687 \cdot 10^5$ см/с. Вектор, определяющий направление распространения гиперзвука, лежит в плоскости YZ и составляет угол $0,295$ рад с осью Z . В качестве оси z выбрана ось Z кристалла кварца. Результаты этих расчетов показывают, что в зависимости от параметров задачи внешнее возбуждение может

привести как к увеличению, так и к уменьшению поперечного сечения. В качестве иллюстрации на рис.1 приведена зависимость величины $(m_e^2 \omega / e^6) d\sigma_c / dE_+$ от относительной энергии позитрона $x = E_+ / \omega$ для энергии фотона $\omega = 3,5$ ГэВ и значения параметра $\psi = 0,0055$. Пунктирная кривая соответствует случаю отсутствия гиперзвуковых колебаний, $u_0 = 0$, а сплошная кривая представляет случай $2\pi u_0 / a_1 = 2,4$, где $a_1 = 4,913$ Е – постоянная решетки в направлении X . Поскольку дифференциальное сечение симметрично относительно замены $E_+ / \omega \rightarrow 1 - E_+ / \omega$, мы представили графики только для области $0 \leq E_+ / \omega \leq 0,5$. На рис.2 представлена зависимость сечения от параметра $2\pi u_0 / a_1$ для энергии позитрона, соответствующей $x = 0,5$. Значения остальных параметров те же, что и для рис.1. На рис.3 приведена зависимость сечения образования пары от параметра ψ при фиксированных значениях энергии позитрона $x = 0,5$ и относительной амплитуды гиперзвука $2\pi u_0 / a_1 = 2,4$, при наличии (сплошная кривая) и отсутствии (пунктирная кривая) гиперзвука. Значения остальных параметров те же, что и для рис.1.

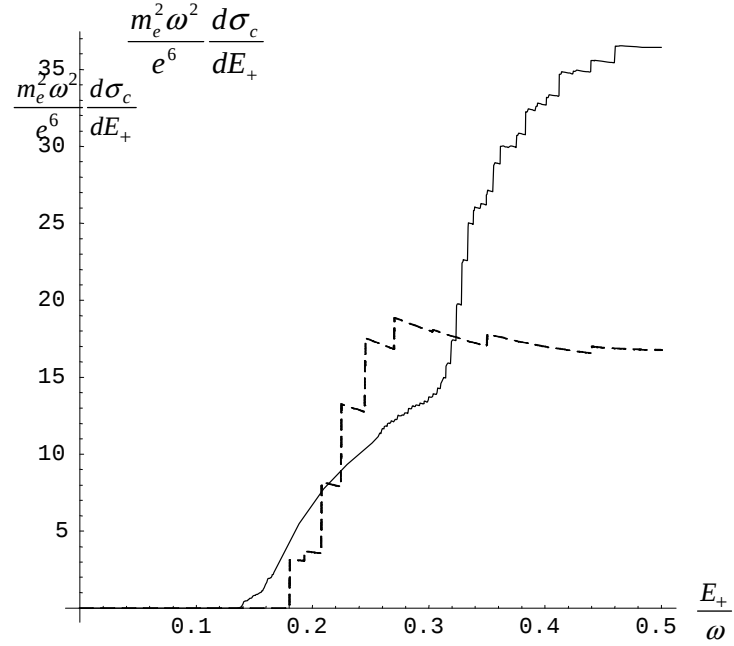


Рис.1. Зависимость сечения $(m_e^2 \omega / e^6) d\sigma_c / dE_+$ от относительной энергии позитрона $x = E_+ / \omega$ при энергии фотона $\omega = 3,5$ ГэВ в случае $\psi = 0,0055$.

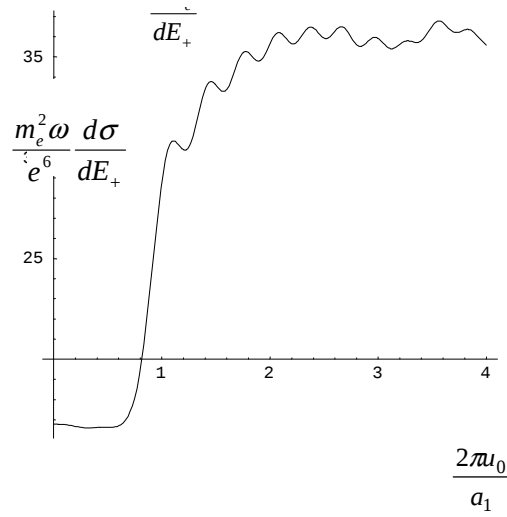


Рис.2. Зависимость сечения от параметра $2\pi u_0/a_1$ при энергии позитрона $\chi = 0,5$ ($\omega = 3,5$ ГэВ).

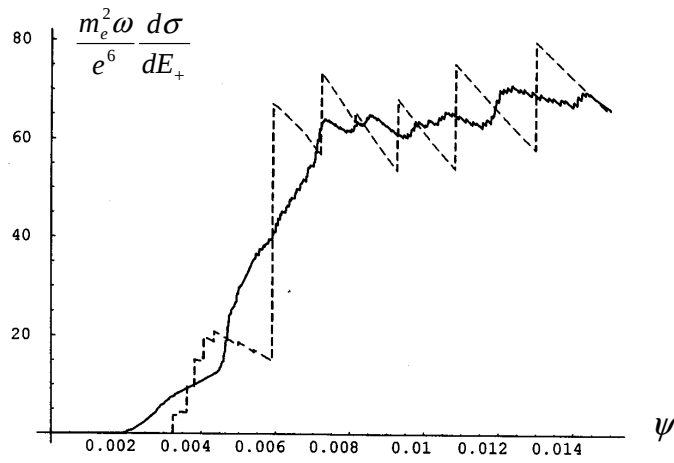


Рис.3. Зависимость сечения от параметра $\psi = \alpha\theta$ при наличии (сплошная кривая) и отсутствии (пунктирная кривая) гиперзвука для энергии позитрона $\chi = 0,5$ ($\omega = 3,5$ ГэВ) и $2\pi u_0/a_1 = 2,4$.

3. Экспериментальная установка

Для исследования воздействия акустических волн на процесс рождения e^+e^- пар в мишени-радиаторе планируется использовать экспериментальную установку (рис.4) на выведенном фотонном канале синхротрона АРУС Ереванского физического института [13].

Выведенный пучок тормозных фотонов с максимальной энергией 3,5 ГэВ после прохождения через пару коллиматоров K_1 и K_2 имеет угловую расходимость $\sigma_\theta = 0,17$ мрад. Отклоняющие магниты $SM1$ и $SM2$ выделяют из фотонного пучка заряженные частицы, образованные при взаимодействии пучка с коллиматорами. Коллимированный и очищенный пучок проходит через тонкий лавсановый конвертор C_1 толщиной 10 мкм. Рождаемые в C_1 e^+e^- пары анализируются и регистрируются 30-канальным парным спектрометром PS-30 [14], обеспечивающим непрерывный мониторинг спектра и интенсивности фотонного

пучка. Далее пучок проходит через второй конвертор C_2 , кварцевую пластину толщиной 200 мкм, установленную в СВЧ резонаторе-держателе, который укреплен на дистанционно управляемом гониометре с пятью степенями свободы и присоединен к специально разработанному СВЧ генератору, обеспечивающему 250 Вт/см² и выходную мощность в широком диапазоне частот 1÷12 ГГц [15]. Второй парный спектрометр PS-6 с годоскопическими сцинтилляционными счетчиками предназначен для регистрации e^+e^- пар, рождаемых в кварцевой пластине. Интенсивность фотонного пучка измеряется квантометром Q . Расстояние от конвертора C_2 до телескопа счетчиков S1, S2 составляет 19,9 м. Трассировка e^+e^- пары с целью уменьшения влияния многократного рассеяния проводится в вакуумном канале. Гониометр позволяет устанавливать углы с точностью θ и α 2 сек. Для измерения вклада некогерентного сечения процесса планируется провести исследования на дезориентируемом кристалле.

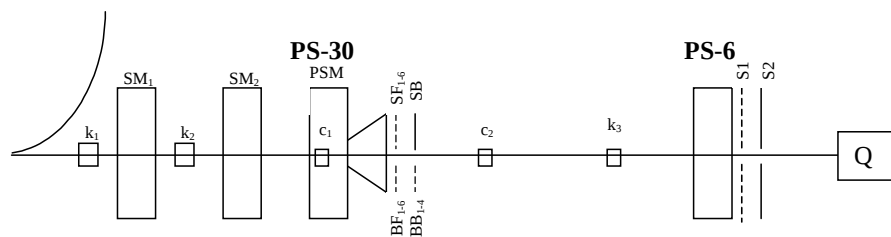


Рис.4. Схема экспериментальной установки.

С целью оптимизации геометрии установки и определения энергетического разрешения было выполнено моделирование процесса рождения e^+e^- пар методом Монте-Карло. Вычисления производились для конечной энергии фотонного пучка $E_\gamma = 3,5$ ГэВ с учетом экспериментальных условий, в том числе формы спектра фотонов, размеров пучка на кварцевом конверторе, топографии магнитного поля PS-6, а также многократного рассеяния частиц пары и их потерь энергии в веществе мишени. Расчет траекторий e^+e^- пар в магнитном поле спектрометра PS-6 и в свободных промежутках выполнялся посредством решения системы уравнений движения частиц методом Рунге-Кутты [16]. Результаты расчетов методом Монте-Карло в случае регистрации симметричных e^+e^- пар ($x = 0,5$) счетчиками шириной 2 см представлены на рис.5: (а) – энергетическое распределение первичных фотонов и (б) – распределение по $x = E_+ / \omega$. Как показали расчеты, энергетическое разрешение спектрометра PS-6 составляет $\sigma_E / E_\gamma = 28\%$, угловое разрешение электронов и позитронов $\sigma_\theta = 0.1$ мрад и разрешение по x $\sigma_x = 0,016$, что весьма приемлемо для экспериментальной проверки зависимостей, представленных на рис.1-3.

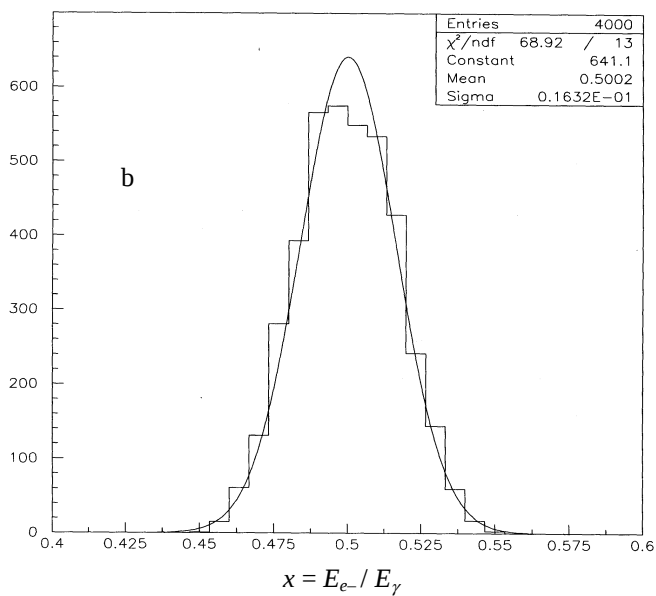
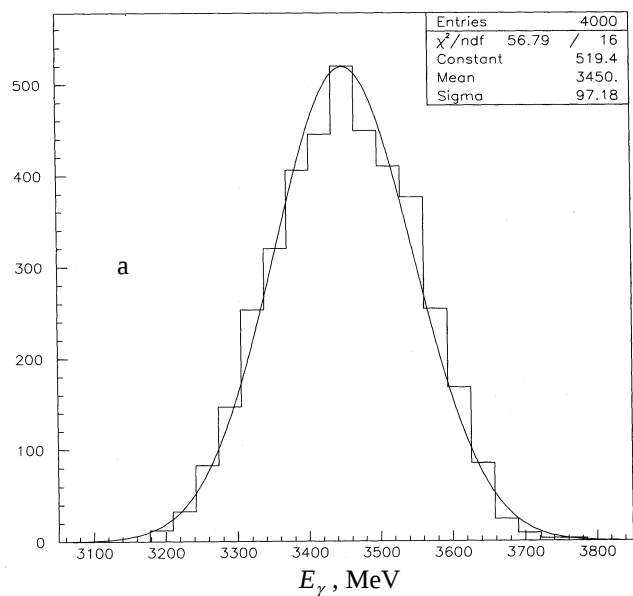


Рис.5. Энергетическое распределение первичных фотонов (а) и зависимость от $x = E_{e^-} / \omega$ (b), полученные методом Монте-Карло.

ЛИТЕРАТУРА

1. **М.Л.Тер-Микаелян.** Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван, изд. АН Арм. ССР. 1969; **A.I.Akhiezer, N.F.Shulga.** High Energy Electrodynamics in Matter. Gordon and Breach, Luxemburg, 1996.
2. **A.R.Mkrtchyan, L.Sh.Grigoryan, A.A.Saharian, A.N.Didenko.** Acustica, **75**, 1984 (1991); **A.A.Saharian, A.R.Mkrtchyan, L.V.Gevorgian, L.Sh.Grigoryan, B.V.Khachatryan.** Nucl. Instr.

- and Meth., **B173**, 211 (2001).
3. **L.Sh.Grigoryan, A.H.Mkrtchyan, A.A.Saharian.** Nucl. Instr. and Meth., **B145**, 197 (1998).
 4. **A.R.Mkrtchyan** et al. Phys. Lett., **A152**, 297 (1991).
 5. **A.R.Mkrtchyan, R.A.Gasparyan, R.G.Gabrielyan.** Phys. Lett., **A115**, 410 (1986);
L.Sh.Grigoryan, A.H.Mkrtchyan, H.F.Khachatryan, V.U.Tonoyan, W.Wagner. Nucl. Instr. and Meth., **B201**, 25 (2003).
 6. **A.A.Saharian, A.R.Mkrtchyan, V.V.Parazian, L.Sh.Grigoryan.** Mod. Phys. Lett., **A19**, 99 (2004).
 7. **A.R.Mkrtchyan, A.A.Saharian, L.Sh.Grigoryan, B.V.Khachatryan.** Mod. Phys. Lett., **A17**, 2571 (2002).
 8. **A.R.Mkrtchyan, V.V.Parazian, A.A.Saharian.** Coherent pair production in periodically deformed crystals with complex cell (в печати).
 9. **X.Artru** et al. Nucl. Instr. and Meth., **A344**, 443 (1994).
 10. **K.Yoshida** et al. Phys. Rev. Lett., **80**, 1440 (1998).
 11. **W.Wagner, E.B.Uggerhoj, A.R.Mkrtchyan, R.O.Avakyan, P.A.Alexandrov.** INTAS project application (1999).
 12. Акустические кристаллы. Под ред. **М.П.Шаскольской.** М., Наука, 1982.
 13. **F.Adamyan** et al. Nucl. Instr. and Meth. **A** (NIMA-43688, in press), 2005. YERPHI-1590 (11)-03 (2003).
 14. **A.Avetisyan** et al. YERPHI-1325 (20)-91 (1991).
 15. **A.R.Mkrtchyan** et al. Fifth ISTC Scientific Advisory Committee Seminar "Nanotechnologies in the area of physics, chemistry and biotechnology", pp. 202-204, 2002.
 16. **A.Sirunyan** et al. YERPHI-491 (34)-81 (1981).

**ՁԱՅՆԱՅԻՆ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ԱԶԴԵՅՈՒԹՅՈՒՆԸ ՔՎԱՐՅԻ ՄԻԱԲՅՈՒՐԵՂՈՒՄ
ԷԼԵԿՏՐՈՆ-ՊՈԶԻՏՐՈՆԱՅԻՆ ԶՈՒՅԳԵՐԻ ԿՈՇԵՐԵՆՏ ՕՆՄԱՆ ՎՐԱ
ՖՈՏՈՆՆԵՐԻ 3,5 ԳԷՎ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ԴԵՊՔՈՒՄ**

Ա.Ռ. ՄԿՐՏՉՅԱՆ, Ա.Ա. ՍԱՀԱՐՅԱՆ, Վ.Վ. ՊԱՐԱԶՅԱՆ, Ա.Հ. ՄԿՐՏՉՅԱՆ,
Հ.Հ. ՎԱՐԴԱՊԵՏՅԱՆ, Ա.Մ. ՍԻՐՈՒՆՅԱՆ, Գ.Գ. ՀԱԿՈԲՅԱՆ, Ժ.Վ. ՄԱՆՈՒԿՅԱՆ

Հետազոտված է քվարցի միաբյուրեղում զրգռած հիպերձայնային ալիքների ազդեցությունը բարձր էներգիայի ֆոտոններից էլեկտրոն-պոզիտրոնային զույգերի կոհերենտ ծնման պրոցեսի վրա: Պրոցեսի էֆեկտիվ կտրվածքի կոնկրետ հաշվարկները կատարված են 3,5 ԳԷՎ էներգիայով ֆոտոնների համար: Առաջարկված է փորձարարական սարքավորման սխեմա Երևանի սինքրոտրոնի ֆոտոնային կանալի վրա համապատասխան չափումները կատարման համար:

**INFLUENCE OF ACOUSTIC WAVES ON THE COHERENT
ELECTRON-POSITRON PAIR CREATION IN A QUARTZ MONOCRYSTAL
FOR THE ENERGY OF PHOTONS 3.5 GeV**

A.R. MKRTCHYAN, A.A. SAHARIAN, V.V. PARAZIAN, A.H. MKRTCHYAN,
H.H. VARTAPETIAN, A.M. SIRUNYAN, G.G. HAKOBYAN, J.V. MANUKYAN

The influence of hypersonic waves excited in a quartz monocrystal on the process of coherent electron-positron pair creation by high-energy photons is investigated. The concrete calculations of the cross-section for the process are carried out for photons with the energy 3.5 GeV. The scheme of experimental setup is proposed for the corresponding measurements on the photon channel of the Yerevan synchrotron.

УДК 548.0

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГИРОТРОПНЫХ КРИСТАЛЛОВ В УЛЬТРАЗВУКОВОМ ПОЛЕ. I. ДИФРАКЦИОННОЕ ОТРАЖЕНИЕ

Э.М. АРУТЮНЯН¹, А.А. ГЕВОРГЯН²

¹Институт прикладных проблем физики НАН Армении

²Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 1 июня 2005 г.)

Рассмотрено наклонное распространение света через слой гиротропного кристалла, находящегося в ультразвуковом поле. Задача решена методом сложения слоев Амбарцумяна. Приведены результаты изучения зависимостей амплитудных характеристик от длины волны при различных значениях параметров задачи. Обсуждены возможности применения таких систем.

1. Введение

В последнее время большой интерес вызывают фотонные кристаллы (ФК) [1,2] – особый класс искусственных структур с периодическим изменением диэлектрических свойств на пространственном масштабе порядка оптической длины волны. Такие структуры представляют собой новый тип искусственно создаваемых материалов, обладающих недостижимыми в естественных диэлектриках (полупроводниках и металлах) физическими характеристиками, так как их свойства зависят как от физических параметров материалов, из которых они образованы, так и геометрических размеров слоев и периодов их структур. Такие структуры широко используются в современной интегральной оптике и оптоэлектронике, в лазерной и рентгеновской технике, в технике миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн, в антенной технике, в оптической связи. Особый интерес представляют хиральные ФК, вследствие более богатых оптических свойств. В работах [3,4] рассмотрено распространение электромагнитной волны через хиральный слой, а в работах [5-7] исследованы особенности распространения электромагнитной волны через периодическую хиральную среду при нормальном падении. В работе [8] рассмотрено отражение света от границы сред “периодически возмущенная нехиральная среда – хиральная среда”. В работах [9,10] развит 4x4 матричный метод для хиральных многослойников. В работе [11] для решения аналогичной задачи применяется метод 4x4 матрицы Берремана. В работе [12] исследованы особенности структуры фотонных запрещенных зон в хиральных многослойных периодических структурах.

Периодическое изменение параметров среды можно осуществлять также внешним ультразвуковым полем. Взаимодействие световых и ультразвуковых волн в кристаллах находит широкое применение для управления параметрами световых пучков и исследования физических свойств вещества [13-21]. В настоящее время для изготовления акустооптических устройств обработки информации (модуляторов, дефлекторов, фильтров, процессоров, датчиков, и т.д.) широкое применение находят кристаллы, обладающие как хорошими фотоупругими свойствами, так и гиротропией. К таким кристаллам в первую очередь относятся парателлуриит (TeO_2), теллур (Te), кварц (SiO_2) и др. Изучению акустооптического взаимодействия в одноосных гиротропных кристаллах кварца посвящены работы [16,18,20,21]. В [16] показано, что при дифракции света, распространяющегося под малым углом к оптической оси гиротропного кристалла кварца, на продольной ультразвуковой волне возникает сложная трехпиковая структура брэгговского максимума с эллиптической поляризацией волн в боковых пиках и линейной поляризацией в центральном пике.

В данной работе решена граничная задача для конечного слоя гиротропного кристалла, находящегося в ультразвуковом поле, изучены его дифракционные свойства, а также отмечена возможность применения этих систем в качестве поляризационных фильтров и зеркал.

2. Отражение и прохождение света через слой естественно-гиротропной среды, находящейся в продольном ультразвуковом поле

Рассмотрим отражение и прохождение света через конечный слой изотропной естественно-гиротропной среды, в которой возбуждена ультразвуковая волна и показатель преломления является промодулированным. Ультразвуковая волна вызывает изменение показателя преломления среды. При этом среда становится периодической с периодом, равным длине ультразвуковой волны. Это периодическое возмущение изменяется как в пространстве, так и во времени. В частности, если ультразвук представляет собой бегущую волну, то периодическое возмущение перемещается со скоростью ультразвука. Поскольку скорость ультразвука на много порядков меньше скорости света, то периодическое возмущение, вызванное ультразвуком, можно считать стационарным и в волновом уравнении пренебречь зависимостью параметров среды от времени, т.е. при вычислении $(1/c^2)/(\partial^2 D/\partial t^2)$ не дифференцировать параметры среды по времени, а их временную зависимость учитывать в окончательных результатах. Как известно, если в отсутствие оптической активности ($\bar{\gamma} = 0$) так можно поступать при $\Omega/\omega \ll 1$ [22], то при $\bar{\gamma} \neq 0$ следует требовать также

$$\left| \frac{\Omega}{\omega} \Delta \varepsilon \right| \ll \left| \frac{\omega}{c} \bar{\gamma} \right|, \quad (1)$$

чтобы в волновом уравнении было правомерно сохранять $\bar{\gamma}$, пренебрегая при этом производными по времени параметров среды [23]. А это условие сравнительно легко

выполнимо. Будем считать, что модуляция создается плоской ультразвуковой волной и что, следовательно, в среде реализуется брэгговский режим дифракции. В отсутствие ультразвука среда описывается материальными уравнениями, построенными на основе модели оптической активности Друде–Кондона [24,25]:

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} - \frac{\bar{\gamma}}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad (2)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} + \frac{\bar{\gamma}}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (3)$$

где ϵ, μ – диэлектрическая и магнитная проницаемости, $\bar{\gamma}$ – параметр естественной гиротропии этого слоя, причем знаком $\bar{\gamma}$ определяется характер хиральности среды (при положительном $\bar{\gamma}$ среда правовращающая, при отрицательном $\bar{\gamma}$ – левовращающая). Пусть слой среды занимает пространство между плоскостями $z = 0$ и $z = d$ (d – толщина слоя). Плоская ультразвуковая волна распространяется вдоль оси z . Она превращает параметры ϵ, μ и $\bar{\gamma}$ в функции от координаты z . Здесь мы будем предполагать следующие законы изменения этих параметров:

$$\begin{pmatrix} \epsilon(z) \\ \mu(z) \\ \bar{\gamma}(z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \epsilon \\ \mu \\ \bar{\gamma} \end{pmatrix} \left[1 + \begin{pmatrix} \Delta\epsilon \\ \Delta\mu \\ \Delta\bar{\gamma} \end{pmatrix} \sin(Kz) \right], \quad (4)$$

где глубины модуляции $\Delta\epsilon, \Delta\mu$ и $\Delta\bar{\gamma}$ предполагаются малыми по отношению к единице величинами, $K = 2\pi / \Lambda$, Λ – длина ультразвуковой волны. Плоскость падения света совпадает с плоскостью (x, z) , а волна падает под углом α к нормали границы слоя, совпадающей с плоскостью (x, z) . Задача решена методом сложения слоев Амбарцумяна [26,27].

Разложим компоненты амплитуд электрических полей падающей, отраженной и прошедшей волн на проекции, параллельные (p -поляризация) и перпендикулярные (s -поляризация) плоскости падения:

$$\mathbf{E}_{i,r,t} = E_{i,r,t}^p \mathbf{n}_p + E_{i,r,t}^s \mathbf{n}_s = \begin{pmatrix} E_{i,r,t}^p \\ E_{i,r,t}^s \end{pmatrix}, \quad (5)$$

где индексы i, r, t обозначают падающую, отраженную и прошедшую волны, соответственно, а $\mathbf{n}_p$ и $\mathbf{n}_s$ (орты p - и s -поляризации).

Решение задачи представим в виде

$$\mathbf{E}_r = \hat{R} \mathbf{E}_i, \quad \mathbf{E}_t = \hat{T} \mathbf{E}_i, \quad (6)$$

где $\hat{R}$ и $\hat{T}$ (2×2 матрицы Джонса данной системы).

Численные расчеты будем проводить по следующей схеме. Сначала вычислим матрицы отражения и пропускания для слоя среды с толщиной, равной длине ультразвуковой волны. Для этого слой с толщиной $d = \Lambda$ разобьем на большое число тонких слоев с толщинами $d_1, d_2, d_3, \dots, d_N$. Если их максимальная толщина

достаточно мала, то можно считать, что параметры среды постоянны в каждом слое. Тогда согласно, в частности, [12] задача определения $\hat{R}$ и $\hat{T}$ слоя с $d = \Lambda$ сводится к решению следующей системы разностных матричных уравнений:

$$\hat{R}_j = \hat{r}_j + \tilde{\hat{t}}_j \hat{R}_{j-1} (\hat{I} - \tilde{\hat{r}}_j \hat{R}_{j-1})^{-1} \hat{t}_j, \quad \hat{T}_j = \hat{T}_{j-1} (\hat{I} - \tilde{\hat{r}}_j \hat{R}_{j-1})^{-1} \hat{t}_j, \quad (7)$$

с $\hat{R}_0 = \hat{0}$, $\hat{T}_0 = \hat{I}$. Здесь $\hat{R}_j, \hat{T}_j, \hat{R}_{j-1}, \hat{T}_{j-1}$ (матрицы Джонса для сред с j и $j-1$ слоями, соответственно, $\hat{r}_j, \hat{t}_j$ (матрицы Джонса j -ого слоя, $\hat{0}$ - нулевая матрица, $\hat{I}$ - единичная матрица, тильдой обозначены соответствующие матрицы Джонса в случае обратного направления распространения света. Например, в случае, когда слой среды с обеих сторон граничит с одной и той же средой, матрицы Джонса при падении света "справа" и "слева" связаны между собой соотношениями

$$\tilde{\hat{T}} = \hat{F}^{-1} \hat{T} \hat{F}, \quad \tilde{\hat{R}} = \hat{F}^{-1} \hat{R} \hat{F}, \quad (8)$$

где $\hat{F} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$ при круговых базисных поляризациях и $\hat{F} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$ при линейных базисных поляризациях.

Таким образом, задача сводится к вычислению матриц Джонса гиротропного слоя. Аналитическое решение этой задачи хорошо известно [28].

Для вычисления матриц отражения и пропускания всей системы мы снова используем систему разностных матричных уравнений (8), однако в этом случае уже $\hat{r}_j, \hat{t}_j$ (матрицы Джонса для слоя с толщиной $d = \Lambda$). При помощи (5)-(8) можно вычислить отражение $R = |E_r|^2 / |E_i|^2$ и пропускание $T = |E_t|^2 / |E_i|^2$, поворот плоскости поляризации $\psi = \arctg[2 \operatorname{Re}(\chi) / (1 - |\chi|^2)] / 2$ и эллиптичность поляризации $e = \arcsin[2 \operatorname{Im}(\chi) / (1 + |\chi|^2)] / 2$ ($\chi = E_t^p / E_t^s$), круговой и линейный дихроизмы и т.д.

3. Численные расчеты

На рис.1 представлена зависимость коэффициента отражения R от длины волны в режиме отсутствия гиротропии (а), в режиме слабой гиротропии (б), в режиме гиротропии (с) и в режиме громадной гиротропии (д). Падающий на слой свет имеет левую (кр.1) и правую (кр.2) круговые поляризации. Среда правовращающая. Угол падения света $\alpha = 45^\circ$. Как видно из рисунков, при наличии гиротропии область дифракционного отражения (ОДО) расщепляется на три области. Как известно [10], условия Брэгга для этих областей имеют вид

$$\left\{ \begin{array}{c} \frac{k_{z1} + k_{z2}}{2} \\ k_{z1} \\ k_{z2} \end{array} \right\} = m \frac{K}{2}, \quad (9)$$

где k_{1z} и k_{2z} - решения дисперсионного уравнения для однородного слоя: $k_{z1,2} = (\omega/c)n_{z1,2}$, $n_{z1,2} = \sqrt{(1+iF)^2 - n_0^2 \sin^2 \alpha}$, $F = i\gamma/\sqrt{\epsilon\mu}$, $\gamma = (\omega/c)\bar{\gamma}$, n_0 - коэффициент преломления среды, ограничивающей с обеих сторон рассматриваемый однородный гиротропный слой.

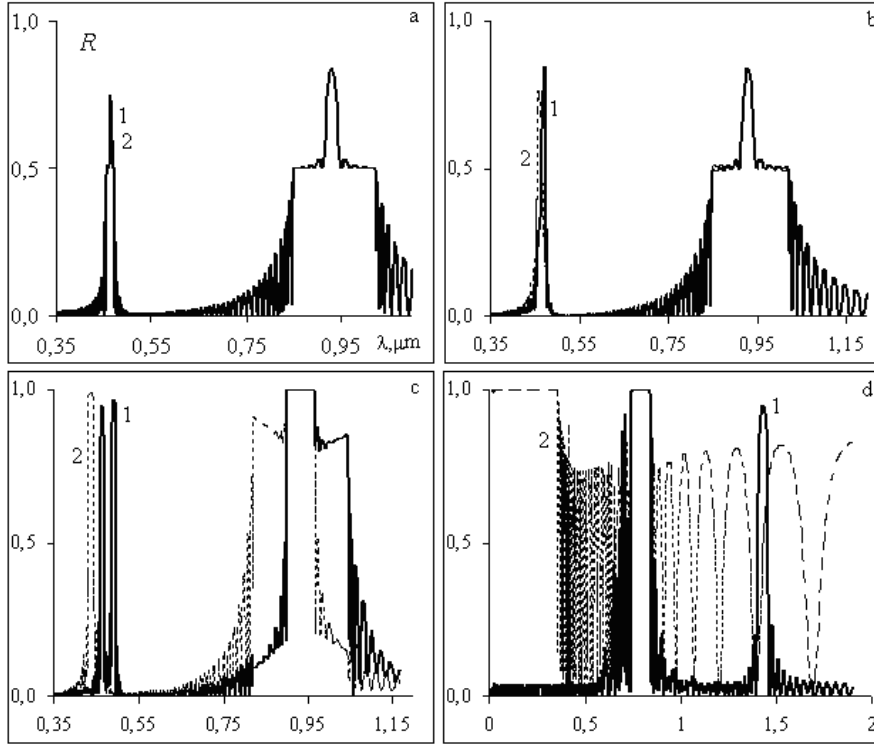


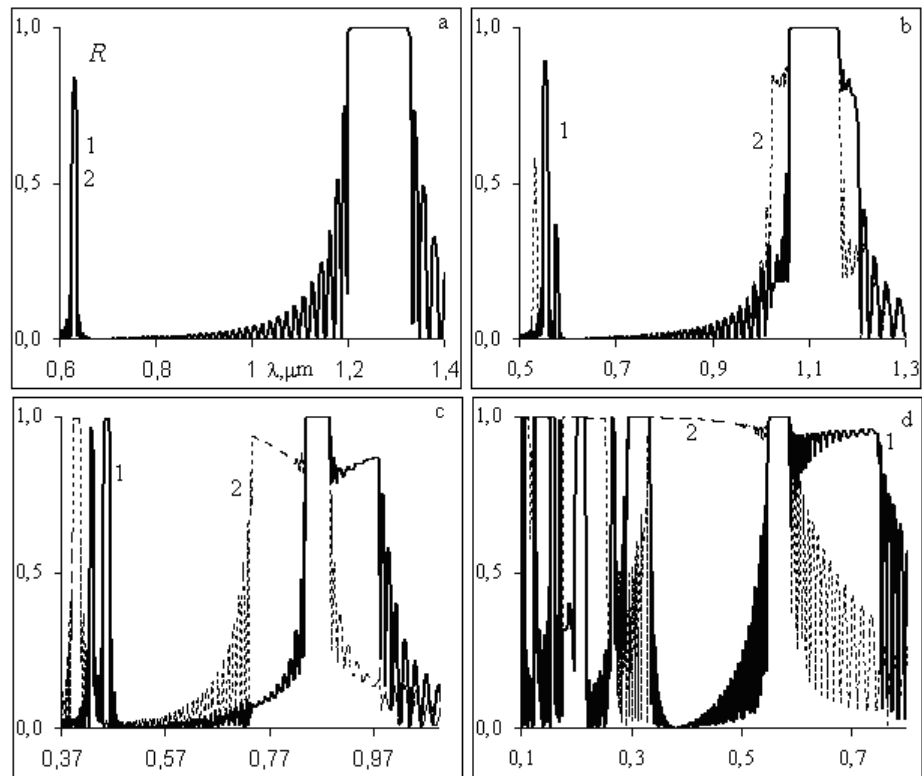
Рис.1. Зависимость коэффициента отражения R от длины волны в режиме отсутствия гиротропии (а; $\gamma = 0$), в режиме слабой гиротропии (б; $\gamma = 0,0005$), в режиме гиротропии (с; $\gamma = 0,05$) и в режиме громадной гиротропии (д; $\gamma = 0,5$). Падающий на слой свет имеет левую (кр.1) и правую (кр.2) круговые поляризации. Параметры задачи таковы: $\epsilon = 2,5$, $\gamma = 1$, $\Delta\epsilon = 0,5$, $\Delta\mu = 0,0005$, $\Delta\gamma = 0,000001$, $\alpha = 45^\circ$, $\gamma = 0,4$ мкм, $d/\Lambda = 50$.

Если отражение в боковых областях носит селективный по отношению к поляризации падающей волны характер (т.е. R меняется при изменении поляризации падающей волны), то в центральной области отражение не зависит от поляризации падающей волны. В коротковолновой ОДО полное дифракционное отражение претерпевает свет с правой круговой поляризацией, а в длинноволновой ОДО (свет с левой круговой поляризацией). В первом порядке отражения эти области граничат друг с другом, они очень напоминают отражение света от слоя холестерического жидкого кристалла при наклонном падении. Во втором порядке отражения эти области разделены. При огромной гиротропии наблюдается отражение только в первом порядке, причем, если центральный пик практически не смещается, то коротковолновый пик смещается в сторону коротких волн, а длинноволновый пик – в

сторону длинных волн. Изменяются также их ширины.

На рис.2 представлены спектры отражения при различных углах падения. Как видно из рисунков и как показано в [12], трехпиковое отражение наблюдается только при наклонном падении света. При больших углах падения наблюдается отражение также в высших порядках.

Рис.2. Зависимость коэффициента отражения R от длины волны при



различных углах падения света: а) $\alpha=0^\circ$, б) $\alpha=30^\circ$, в) $\alpha=50^\circ$, г) $\alpha=70^\circ$. $\gamma=0,05$. Остальные параметры те же, что и на рис.1.

На рис.3 представлена зависимость коэффициента отражения R от длины волны при различных значениях глубины модуляции. Увеличение глубины модуляции приводит к увеличению дифракционной эффективности и увеличению ширины дифракционных областей.

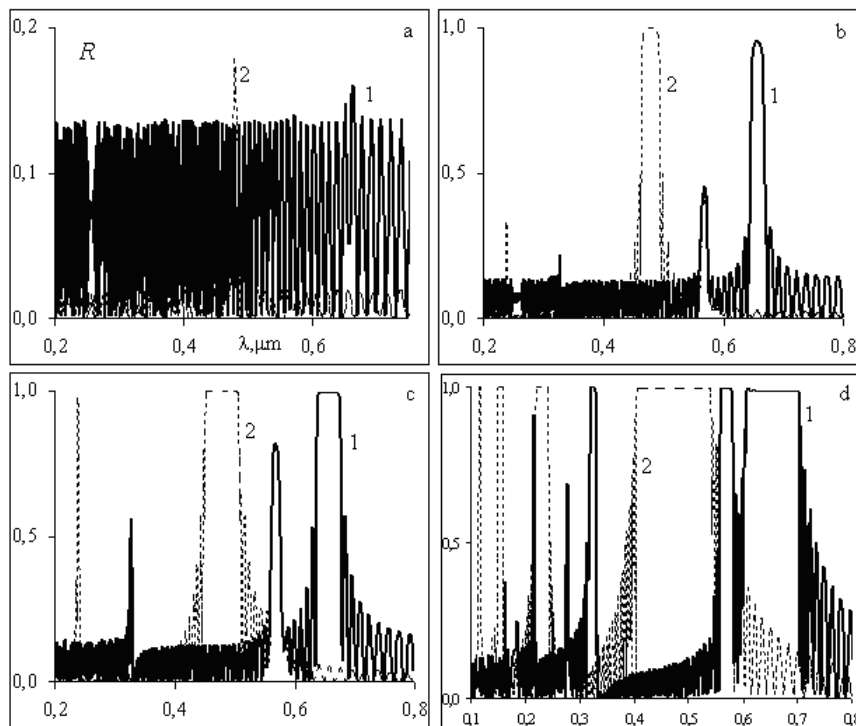


Рис.3. Зависимость коэффициента отражения R от длины волны при различных значениях глубины модуляции $\Delta\epsilon$: а) $\Delta\epsilon = 0.005$, б) $\Delta\epsilon = 0.05$, в) $\Delta\epsilon = 0.1$, г) $\Delta\epsilon = 0.25$. $\gamma = 0.05$, $\alpha = 45^\circ$. Остальные параметры те же, что и на рис.1.

4. Заключение

В данной работе мы изучили особенности дифракции света в гиротропном слое с периодически модулированными параметрами. Картина дифракции в этом случае намного богаче, чем в случае негиротропного слоя. Появляются три области дифракционного отражения (вместо одной) в каждом порядке дифракции. Дифракционное отражение в центральном пике не носит селективного (по отношению к поляризации падающей волны) характера, тогда как в боковых пиках оно имеет селективный характер. Собственные моды имеют правую и левую круговые поляризации. Однако при больших значениях глубины модуляции, при больших углах падения и при больших значениях параметра гиротропии поляризации собственных мод значительно отличаются от круговых, что приводит к изменению дифракционного отражения в боковых пиках. Ширина областей дифракционного отражения, их частотное местоположение и частотное расстояние определяются параметрами задачи, ими можно управлять. Следовательно, такие системы можно использовать как управляемые поляризационные фильтры и зеркала, преобразователи поляризации мод, модовых дискриминаторов, мультиплексоров для циркулярно поляризованных волн, они могут быть использованы как источники круговой (эллиптической) поляризации.

ЛИТЕРАТУРА

1. J.Joannopoulos, R.Meade, J.Winn. Photonic Crystals. Princeton, Princeton Univ., 1995.
2. K.Sakoda. Optical Properties of Photonic Crystals. Berlin, Springer, 2001.
3. S.Bassiri, C.H.Papas, N.Engheta. J. Opt. Soc. Am. A, **5**, 1450 (1988).
4. M.P.Silverman, J.Badoz. J. Opt. Soc. Am. A, **11**, 1894 (1994).
5. D.L.Jaggard, N.Engheta, et al. IEEE Trans. Antennas Propag., **37**, 1447 (1989).
6. A.Lakhtakia, V.V.Varadan, V.K.Varadan. Int. J. Eng. Sci., **27**, 1267 (1989).
7. K.M.Flood, D.L.Jaggard. IEEE J. Quantum Electron., **30**, 339 (1994).
8. A.Lakhtakia, V.V.Varadan, V.K.Varadan. J. Opt. Soc. Am. A, **6**, 1675 (1989); erratum, **7**, 951 (1990).
9. О.В.Иванов, Д.И.Семенцов. Кристаллография, **45**, 534 (2000).
10. D.L.Jaggard, X. Sun. J. Opt. Soc. Am. A, **9**, 804 (1992).
11. А.Ф.Константинова, Б.В.Набатов и др. Кристаллография, **47**, 879 (2002).
12. K.M.Flood, D.L.Jaggard. J. Opt. Soc. Am. A, **13**, 1395 (1996).
13. A.Yariv, P.Yeh. Optical Waves in Crystals. New York, Wiley, 1984.
14. P.Yeh. Optical Waves in Layered Media. New York, Wiley, 1988.
15. В.И.Балакий, В.Н.Парыгин, Л.Е.Чирков. Физические основы акустооптики. М., Радио и связь, 1985.
16. N.S.Kharusi, G.W.Farnell. Can. J. Phys., **47**, 2719 (1969).
17. A.W.Werner, D.L.White, W.A.Bonner. J. Appl. Phys., **43**, 4489 (1972).
18. В.Н.Белый, С.Н.Курилкин. Опт. и спектр., **76**, 1027 (1994).
19. А.М.Дьяконов, Ю.В.Илисаский, Э.З.Яхкинд. ЖТФ, **51**, 1434 (1981).
20. Н.Белый, Н.С.Казак, С.Н.Кулак. ЖПС, **67**, 105 (2000).
21. Г.В.Кулак. ЖПС, **67**, 370 (2000).
22. Л.А.Островский, Б.Н.Степанов. Изв. ВУЗов, Радиотехника, **14**, 484 (1971).
23. О.С.Ерицян. ЖЭТФ, **117**, 115 (2000).
24. E.U.Condon. Rev. Mod. Phys., **9**, 432 (1937).
25. P.Drude. The Theory of Optics. Longmans Green, New York, 1992.
26. В.А.Амбарцумян. Изв. АН Арм.ССР. Естественные науки, **1-2**, 31 (1944).
27. А.А.Геворгян, К.В.Папоян, О.В.Пикичян. Опт. и спектр., **88**, 647 (2000).
28. А.А.Геворгян. Опт. и спектр., **91**, 830 (2001).

ԳԵՐՉԱՅՆԱՅԻՆ ԴԱՇՏՈՒՄ ԳՏՆՎՈՂ ԳԻՐՈՏՐՈՂ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ
ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ: I. ԴԻՖՐԱԿՑԻՈՆ ԱՆԴՐԱԴԱՐՁՈՒՄ

Է.Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ա.Հ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ

Քննարկված է գերձայնային դաշտում գտնվող գիրոտրոպ բյուրեղով լույսի թեք անցումը: Խնդիրը լուծված է շերտերի գումարման Համբարձումյանի մեթոդով: Բերված են անդրադարձման սպեկտրները խնդրի պարամետրերի տարբեր արժեքների դեպքում: Քննարկված են այդպիսի համակարգերի կիրառման հնարավորությունները:

OPTICAL PROPERTIES OF GYROTROPIC CRYSTALS IN ULTRASOUND FIELD.
I. DIFFRACTION REFLECTION

E.M. HARUTYUNYAN, A.H. GEVORGYAN

The light oblique transmission through a gyrotropic crystal layer being in ultrasound field is considered. The problem is solved by the Ambartsumian layer addition method. The reflection spectra at different values of problem are presented. Possible applications of such systems are considered.

УДК 535.343

ВЫЧИСЛЕНИЕ СИЛЫ ЛИНИЙ МЕЖШТАРКОВСКИХ ЭЛЕКТРОДИПОЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ В ЛЕГИРОВАННЫХ ОДНООСНЫХ КРИСТАЛЛАХ

В.Г. БАБАДЖАНИЯН¹, Г.Г. ДЕМИРХАНИЯН²

¹Институт физических исследований НАН Армении

²Армянский государственный педагогический университет

(Поступила в редакцию 23 февраля 2005 г.)

В рамках теории косвенных дипольных переходов получены аналитические выражения для силы поляризованных линий электродипольных переходов между штарковскими состояниями примесных редкоземельных ионов в анизотропных диэлектрических кристаллах. Разработанный в работе подход может служить теоретической основой для последующих детальных спектроскопических исследований легированных анизотропных материалов.

1. Введение

В рамках теории косвенных электродипольных (ЭД) переходов нами ранее получены аналитические выражения для сил неполяризованных линий межштарковских переходов редкоземельных (РЗ) ионов в кристаллах [1]. Полученные в [1] формулы применимы в полной мере для легированных стекол и кристаллов с кубической симметрией, т.е. оптически изотропных материалов. Однако, анализ большого экспериментального материала, накопленного в научной литературе относительно поляризационных и ориентационных зависимостей интенсивностей поглощения и люминесценции низкосимметричных легированных кристаллов, показывает, что анизотропия интенсивностей переходов может быть весьма значительной и для корректной интерпретации полученных результатов ею нельзя пренебрегать [2-4]. Заметим, что спектральные линии, соответствующие межштарковским переходам отдельных примесных ионов, всегда поляризованы даже в оптически изотропных материалах, и лишь усреднение по всевозможным направлениям приводит к неполяризованному (суммарному) результату. Учет анизотропии особенно важен при спектроскопических исследованиях штарковской структуры “запрещенных” спектральных линий примесных ионов в кристаллах, интенсивности которых обусловлены нарушением правил запрета кристаллическим полем матрицы [5,6].

В настоящей работе в рамках теоретических построений, аналогичных

приведенным в работе [1], получены аналитические выражения для сил поляризованных линий межштарковских переходов примесных RZ^{3+} ионов в одноосных диэлектрических кристаллах..

2. Сила линии косвенного ЭД межштарковского перехода

Как и в теории Джадда–Офелта [7,8], будем считать, что запрет на дипольные переходы снимается в результате перемешивания волновых функций основной электронной конфигурации примесного РЗ иона с волновыми функциями возбужденных конфигураций противоположной четности посредством нечетных компонент кристаллического поля (КП). Представим нечетные компоненты потенциала КП (V_{odd}) и оператор дипольного момента (p_m) оптического электрона примесного иона в виде разложения по сферическим функциям $Y_{kq}(\theta, \varphi)$:

$$V_{odd} = \sum_{k=0}^3 \sum_{q=-(2k+1)}^{2k+1} B_{2k+1q} \cdot r^{2k+1} Y_{2k+1q}(\theta_j, \varphi_j), \quad (1)$$

$$p_m = e \cdot \sqrt{\frac{4\pi}{3}} r Y_{1m}(\theta_j, \varphi_j), \quad (2)$$

где e – заряд электрона, (r, θ_j, φ_j) – сферические координаты j -ого оптического электрона примесного иона (начало координат совмещено с ядром примесного иона). В выражениях (1) и (2) подразумевается суммирование по всем оптическим электронам примесного иона. В дальнейшем аргументы θ_j и φ_j не будем выписывать явно.

Так как межконфигурационное расщепление (Δ_0) примесного РЗ иона намного больше межмультиплетного расщепления ($E_i - E_f$) основной $4f^n$ конфигурации, то матричный элемент ЭД момента перехода между штарковскими состояниями i и f примесного иона в первом порядке теории возмущений можно представить в виде [1]

$$p_m(i \rightarrow f) = \frac{e}{\Delta_0} \sum_{tM} \sqrt{\frac{t}{2t+1}} B_{t-1M-m} C_{1mt-1M-m}^{tM} \cdot \overline{r^t} \cdot \langle i | Y_{tM} | f \rangle, \quad (3)$$

где $C_{J_2 M_2 1m}^{J_1 M_1}$ – коэффициенты Клебша–Гордана. Отметим, что правила отбора для переходов внутри $4f^n$ конфигурации ограничивают значения индекса t ($t = 2, 4, 6$).

3. Сила неполяризованной линии ЭД перехода

Для вычисления силы неполяризованной линии перехода $i \rightarrow f$ необходимо выражение (3) возвести в квадрат и просуммировать по m :

$$S_{i \rightarrow f}^{(unpol)} = \sum_{m=-1}^1 |\langle f | p_m | i \rangle|^2. \quad (4)$$

Подставляя выражение (3) в (4) и учитывая диагональные по M и t члены, заменяя коэффициенты B_{t-1M-m} некоторым средним значением, не зависящим от m и M ,

$$B_{t-1M-m} B_{t-1M-m}^* \equiv \langle B_{t-1} B_{t-1}^* \rangle = |B_{t-1}|^2, \quad (5)$$

а также учитывая соотношение

$$\sum_{m=1}^1 \left(C_{1mt-1M-m}^{tM} \right)^2 = (-1)^{4(t-M)}, \quad (6)$$

для силы неполяризованной линии перехода $i \rightarrow f$ получим:

$$S_{i \rightarrow f}^{(unpol)} = \left(\frac{e}{\Delta_0} \right)^2 \cdot \sum_{tM} (-1)^{4(t-M)} \cdot \frac{t}{2t+1} |B_{t-1}|^2 \cdot \left(\overline{r^t} \right)^2 \cdot \left| \langle i | Y_{tM} | f \rangle \right|^2. \quad (7)$$

Рассмотрим переход между штарковскими состояниями мультиплетов J_i и J_f , волновые функции которых в $LSJM$ -представлении (L и S – орбитальный и спиновый моменты, J – полный угловой момент, M – его проекция) имеют вид

$$|i\rangle = \sum_{M_i} b_{J_i M_i}^{(i)} |J_i M_i\rangle; \quad |f\rangle = \sum_{M_f} b_{J_f M_f}^{(f)} |J_f M_f\rangle.$$

Применяя теорему Вигнера–Эккарта [9]

$$\langle J_f M_f | Y_{tM} | J_i M_i \rangle = (-1)^{2t} \frac{1}{\sqrt{2J_f+1}} C_{J_i M_i t M}^{J_f M_f} \cdot \langle J_f \| Y_t \| J_i \rangle, \quad (8)$$

и вводя единичный неприводимый тензорный оператор U_t ранга t

$$\langle 4f^n J_f \| Y_t \| 4f^n J_i \rangle = (-1)^{t+f} \sqrt{\frac{(2f+1)(2t+1)}{4\pi}} C_{f 0 t 0}^{f 0} \cdot \langle 4f^n J_f \| U_t \| 4f^n J_i \rangle,$$

выражение (7) можно преобразовать к виду

$$S_{i \rightarrow f}^{(unpol)} = \sum_t \Omega_t A_t(i \rightarrow f) \left| \langle J_f \| U_t \| J_i \rangle \right|^2. \quad (9)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\Omega_t = \left(\frac{e}{\Delta_0} \right)^2 \cdot \frac{(2f+1)}{4\pi} \cdot t \cdot |B_{t-1}|^2 \left(C_{f 0 t 0}^{f 0} \right)^2 \left(\overline{r^t} \right)^2, \quad (10)$$

$$A_t(i \rightarrow f) = \frac{1}{2J_f+1} \cdot \sum_M \left| \sum_{M_i M_f} b_{J_f M_f}^{(f)*} b_{J_i M_i}^{(i)} C_{J_i M_i t M}^{J_f M_f} \right|^2. \quad (11)$$

Таким образом, распределение интенсивности неполяризованного излучения по штарковским компонентам определяется коэффициентами $A_t(i \rightarrow j)$. Формулы (9) и (10) являются обобщениями соответствующих выражений работы [1].

Отметим, что ввиду ортогональности коэффициентов b_{JM} в волновых функциях штарковских состояний и соотношения ортогональности коэффициентов Клебша–Гордана, суммирование (11) по штарковским компонентам начального и конечного мультиплетов дает единицу и формула (9) переходит в известное

выражение Джадда–Офелта:

$$S_{J_i J_f}^{(unpol)} = \sum_{i,f} S_{i \rightarrow f}^{(unpol)} = \sum_t \Omega_t \left| \left\langle J_f \| U_t \| J_i \right\rangle \right|^2,$$

и поэтому входящие в (9) параметры Ω_t тождественны известным параметрам интенсивности Джадда–Офелта [7,8].

4. Сила поляризованной линии ЭД перехода

Для вычисления силы π -поляризованной линии (электрическое поле излучения параллельно аксиальной оси) ЭД перехода $i \rightarrow f$ необходимо в выражении (3) подставить $m = 0$. После возведения его в квадрат получим:

$$S_{i \rightarrow f}^{(\pi)} = \left| \langle f | p_0 | i \rangle \right|^2 = \left(\frac{e}{\Delta_0} \right)^2 \cdot \sum_{tM} \frac{t^2 - M^2}{4t^2 - 1} \cdot |B_{t-1}|^2 \left(\overline{r^2} \right)^2 \left| \langle i | Y_{tM} | f \rangle \right|^2. \quad (12)$$

Сила σ -поляризованной линии (электрическое поле излучения перпендикулярно аксиальной оси) ЭД перехода $i \rightarrow f$ определится суммой вкладов членов с $m = -1$ и $m = 1$:

$$S_{i \rightarrow f}^{(\sigma)} = \left| \langle f | p_{-1} | i \rangle \right|^2 + \left| \langle f | p_1 | i \rangle \right|^2 = \left(\frac{e}{\Delta_0} \right)^2 \cdot \sum_{tM} \frac{t(t-1) + M^2}{4t^2 - 1} \cdot |B_{t-1}|^2 \left(\overline{r^2} \right)^2 \cdot \left| \langle i | Y_{tM} | f \rangle \right|^2. \quad (13)$$

Далее, переходя в (12) и (13) к волновым функциям штатковских состояний и выполняя преобразования, аналогичные вышеприведенным, получим

$$S_{i \rightarrow f}^{(\sigma)} = \sum_t \Omega_t A_t^{(\sigma)}(i \rightarrow f) \left| \left\langle J_f \| U_t \| J_i \right\rangle \right|^2, \quad (14)$$

$$S_{i \rightarrow f}^{(\pi)} = \sum_t \Omega_t A_t^{(\pi)}(i \rightarrow f) \left| \left\langle J_f \| U_t \| J_i \right\rangle \right|^2. \quad (15)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$A_t^{(\pi)}(i \rightarrow f) = \frac{1}{2J_f + 1} \cdot \sum_M \frac{t^2 - M^2}{t \cdot (2t - 1)} \cdot \left| \sum_{M_i M_f} b_{J_f M_f}^{(f)*} b_{J_i M_i}^{(i)} C_{J_i M_i t M}^{J_f M_f} \right|^2, \quad (16)$$

$$A_t^{(\sigma)}(i \rightarrow f) = \frac{1}{2J_f + 1} \cdot \sum_M \frac{t(t-1) + M^2}{t \cdot (2t - 1)} \cdot \left| \sum_{M_i M_f} b_{J_f M_f}^{(f)*} b_{J_i M_i}^{(i)} C_{J_i M_i t M}^{J_f M_f} \right|^2. \quad (17)$$

Примечательно, что параметры Ω_t , входящие в (14) и (15), те же, что и в случае неполяризованной линии (10). Из выражений (16) и (17) можно вывести правила отбора для поляризованных косвенных ЭД переходов. Так, π -поляризованные переходы запрещены при $\Delta M = M_f - M_i = \pm t$, в то время как σ -поляризованные переходы разрешены. Напомним, что для прямых дипольных переходов σ -поляризованная линия запрещена при $\Delta M = 0$, т.е. налицо существенные различия в поляризационных зависимостях спектров, обусловленных прямыми и косвенными ЭД переходами. Отметим также, что при $t=1$, как и следовало ожидать, из (16) и (17)

получаются обычные правила отбора для поляризованных прямых ЭД переходов.

Таким образом, согласно выражениям (16) и (17) в π -поляризованных спектрах $P3^{3+}$ ионов в одноосных кристаллах линии, соответствующие переходам между штарковскими состояниями с $\Delta M = \pm t$, должны отсутствовать, в то время как в σ -поляризованных спектрах присутствуют линии всех межштарковских переходов. Такое поведение наблюдается, например, в поляризованных спектрах поглощения и люминесценции одноосного кристалла YVO_4 , легированного различными $P3^{3+}$ ионами [10], представляющего в последние годы повышенный интерес в качестве нового эффективного лазерного материала.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.Г.Демирханян, В.Г.Бабаджанян. Изв. НАН Армении, Физика, **38**, 26 (2003).
2. П.П.Феофилов. Поляризованная люминесценция атомов, молекул и кристаллов. М., Физматгиз, 1959.
3. А.А.Каминский. Лазерные кристаллы. М., Наука, 1975.
4. Д.Т.Свиридов, Р.К.Свиридова, Ю.Ф.Смирнов. Оптические спектры ионов переходных металлов в кристаллах. М., Наука, 1976.
5. Л.К.Аминов, А.А.Каминский, Б.З.Малкин. В кн.: Спектроскопия кристаллов. Л., Наука, 1983, с.18.
6. Физика и спектроскопия лазерных кристаллов. Под ред. А.А.Каминского. М., Наука, 1986.
7. B.R.Judd. Phys. Rev., **127**, 750 (1962).
8. G.S.Ofelt. J. Chem. Phys., **37**, 511 (1962).
9. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Квантовая механика. М., Наука, 1974.
10. W.Ryba-Romanowski. Cryst. Res. Technol., **38**, 225 (2003).

ՄԻՋՇՏԱՐԿՅԱՆ ԷԼԵԿՏՐԱԴԻՊՈԼԱՅԻՆ ԱՆՑՈՒՄՆԵՐԻ ՍՊԵԿՏՐԱԼ ԳԾԵՐԻ ՈՒԺԻ ՀԱՇՎՈՒՄԸ ԼԵԳԻՐՎԱԾ ՄԻԱԱՌԱՆՔ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ

ՎԳՎ ԲԱԲԱՋԱՆՅԱՆ, Գ.Գ. ԴԵՄԻՐԽԱՆՅԱՆ

Անուղղակի դիպոլային անցումների տեսության շրջանակներում արտածված են բանաձևեր, որոնք թույլ են տալիս հաշվարկել միջշտարկյան էլեկտրադիպոլային անցումների բևեռացված սպեկտրալ գծերի ուժը: Առաջարկված մոտեցումը կարող է տեսական հիմք ծառայել լեգիրված անիզոտրոպ նյութերի հետագա մանրակրկիտ սպեկտրադիտական հետազոտությունների համար:

CALCULATION OF LINE STRENGTHS OF INTER-STARK ELECTRIC-DIPOLE TRANSITIONS IN DOPED UNIAXIAL CRYSTALS

V.G. BABAJANYAN, G.G. DEMIRKHANYAN

In the framework of the theory of indirect dipole transitions the expressions for polarized line strengths of electric-dipole transitions between Stark states of impurity rare-earth ions in anisotropic dielectric crystals are obtained. The approach developed can serve as a theoretical basis for subsequent detailed spectroscopic investigations of doped anisotropic materials.

УДК 548.732

МОДУЛЯЦИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ПУЧКА НА ОСНОВЕ МОДУЛЯЦИИ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ

М.К. БАЛЯН, Л.А. АРУТЮНЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 14 февраля 2005 г.)

Рассмотрена возможность пространственной модуляции рентгеновского пучка с помощью деформации решетки кристалла, вызванной наличием пленок на его поверхности. Количественные результаты получены численным решением уравнений динамической дифракции и использованием линейной теории упругости для описания деформаций.

1. Введение

Пространственная модуляция рентгеновского излучения важна, в частности, для фокусировки жесткого рентгеновского излучения по принципу френелевских зонных пластинок [1,2]. Наряду с существующими методами, представляется интересным с этой целью исследовать возможность модуляции рентгеновского пучка на основе модуляции кристаллической решетки кристалла системой пленок, насажденных на его поверхности.

В данной работе предложен метод модуляции рентгеновского пучка на основе создания специального элемента, состоящего из пары близко расположенных на поверхности кристалла пленок, создающих деформации противоположного знака в кристалле.

2. Дифракция от кристалла с одной пленкой на поверхности

Пусть на выходной поверхности кристаллической пластинки кремния толщиной T насаждена пленка, края которой перпендикулярны плоскости дифракции. Ширина пленки $2l = 2$ мкм, толщина $t = 0,2$ мкм (рис.1а). Плоская, монохроматическая, σ -поляризованная рентгеновская волна единичной амплитуды $\text{MoK}\alpha_1$ излучения ($\lambda = 0,708$ Э) падает на входную поверхность пластины, ориентированной под точным углом Брэгга, и дифрагирует на системе атомных плоскостей (220), перпендикулярных входной поверхности. Внутри кристалла проходящая волна с амплитудой E_0 и дифрагированная волна с амплитудой E_h удовлетворяют уравнениям Такаги [3]. В эти уравнения входит x -компонента вектора смещения $\mathbf{u}$ атомов кристаллической решетки, вызванного присутствием пленки. Согласно линейной теории упругости u_x дается выражением [4]

$$u_x = S(AB - C) \ln \frac{(x+l)^2 + (z-T)^2}{(x-l)^2 + (z-T)^2} + 2SA \left[\frac{(x-l)^2}{(x-l)^2 + (z-T)^2} - \frac{(x+l)^2}{(x+l)^2 + (z-T)^2} \right]. \quad (1)$$

Здесь $S = \sigma t$ – сила на единицу длины, σ – напряжение, $A = (1+\nu)/2\pi E$, $B = 3-4\nu$, $C = (1+\nu)(1-2\nu)/2\pi E$, ν – коэффициент Пуассона кристаллической пластины, E – модуль Юнга. В случае пленки окиси кремния толщиной $t = 1$ мкм на кремниевой подложке получается $S = -3 \cdot 10^2$ Н/м [4]. Численно решив уравнения дифракции для толщины пластины $T = 5\Lambda = 183$ мкм (Λ – экстинкционная длина), получаем распределение интенсивности дифрагированного пучка на выходной поверхности (рис.1б). Толщина кристаллической пластинки специально выбрана кратной экстинкционной длине, чтобы интенсивность дифрагированной волны, соответствующей недеформированным областям выходной поверхности кристалла, была по возможности малой. Кривая интенсивности имеет два максимума вдали от краев пленки, в центре изображения имеется минимум. Расстояние между максимумами – 12 мкм, полуширина максимумов ~ 10 мкм. Таким образом, пленка шириной 2 мкм дает изображение шириной более чем 12 мкм.

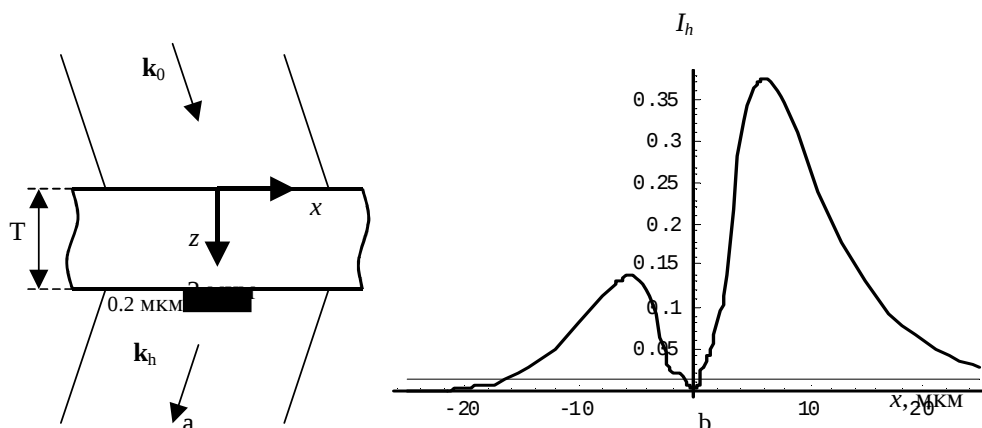


Рис.1. а) Симметричная Лауэ дифракция плоской рентгеновской волны на кристалле кремния с пленкой окиси кремния на выходной поверхности; показаны координатные оси, волновые векторы $\mathbf{k}_0$ и $\mathbf{k}_h$ падающей и дифрагированной волн, соответственно; б) Интенсивность дифрагированного пучка на выходной поверхности кристалла, слабое поглощение. Горизонтальная прямая линия – кривая интенсивности для идеального кристалла. На этом и последующих рисунках в качестве единицы интенсивности взята интенсивность падающего пучка.

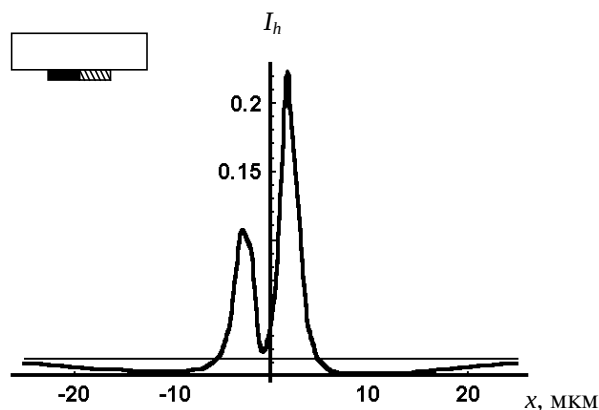


Рис.2. Кривая интенсивности дифрагированного пучка на выходной поверхности кристалла кремния с парой пленок, создающих деформации противоположного знака в кристалле. В левом верхнем углу показано схематическое изображение кристалла с пленками на выходной поверхности.

3. Дифракция от кристалла с парой близко расположенных пленок

Чтобы сконцентрировать энергию дифрагированной волны ближе к краям пленки, необходимо локализовать поле деформаций в центре. Для этого предлагается вблизи первой пленки насадить вторую, но с противоположным знаком для силы S на единицу длины (рис.2). Численным решением уравнений дифракции, выбрав $u_x = u_{1x} + u_{2x}$, где u_{1x} – смещение, вызванное первой пленкой с $S_1 = S$, а u_{2x} – смещение, вызванное второй, близколежащей пленкой пары с $S_2 = -S$, можно найти распределение интенсивности дифрагированной волны на выходной поверхности кристалла. Из рис.2, где отсчет координаты x проводится от центра между двумя пленками пары, видно, что кривая интенсивности дифрагированной волны имеет максимумы непосредственно у краев пары. Координаты максимумов – $-2,73$ мкм и $1,66$ мкм, расстояние которых друг от друга ($4,4$ мкм) значительно меньше, чем в случае одной пленки (12 мкм). Существенно, что полуширина максимумов порядка 2 мкм вместо 10 мкм в случае одной пленки. Таким образом, используя пару пленок с противоположными знаками деформаций, удастся энергию пучка сконцентрировать на том месте, где находится пара пленок, значительно (более чем в $2,5$ раза) уменьшить ширину изображения, и в 5 раз – полуширины максимумов.

4. Модуляция рентгеновского пучка с помощью системы пленок

Сначала рассмотрим дифракцию от кристалла кремния с системой пяти периодически расположенных пленок окиси кремния на выходной поверхности (рис.3). Расстояние между центрами пленок 7 мкм. Полный вектор смещения представим в виде суммы векторов смещений от отдельных пленок. Результат вычислений показывает (рис.3), что кривая интенсивности дифрагированного пучка имеет максимумы вдали от краев

системы. Эту трудность можно преодолеть, используя систему пар пленок. Пусть на выходной поверхности пластины создана периодическая система пар пленок, причем каждая пара имеет параметры, приведенные в §2. На рис.4а показана модуляция кристаллической решетки на выходной поверхности системой пяти периодически расположенных пар с периодом 4 мкм. Результаты вычислений фазы и интенсивности дифрагированной волны на выходной поверхности показаны на рис.4б и 4с, соответственно. Максимумы интенсивностей различных пар разделены друг от друга и имеют координаты -6,71 мкм, -2,96 мкм, 1,41 мкм, 5,16 мкм и 8,91 мкм, соответственно, полуширина максимумов ~2 мкм – порядка полуширины пиков модуляции кристаллической решетки, а период модуляции интенсивности в среднем можно считать 4 мкм, т.е. равным периоду модуляции решетки. Это означает, что таким путем достигается модуляция рентгеновского пучка, "синхронная" с модуляцией самой кристаллической решетки.

При распространении такого модулированного пучка за кристаллом в вакууме, во фраунгоферовой зоне дифракции должны наблюдаться главные максимумы в определенных направлениях, интенсивность которых зависит от числа пар пленок. Следовательно, система пар пленок для рентгеновского пучка может служить дифракционной решеткой. Отметим, что пары пленок можно располагать не периодическим образом, а по другим закономерностям.

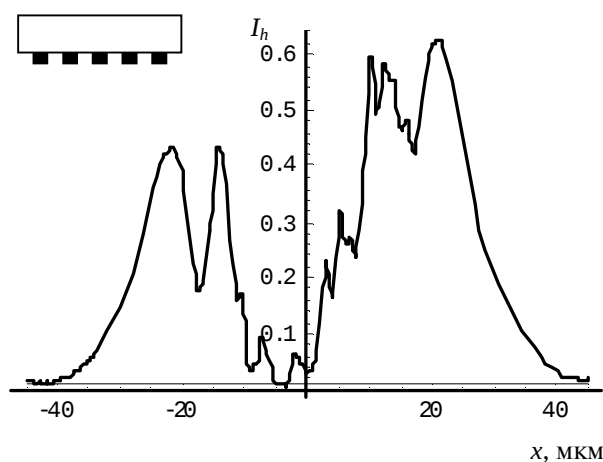


Рис.3. Кривая интенсивности дифрагированного пучка на выходной поверхности кристалла кремния с пятью пленками окиси кремния.

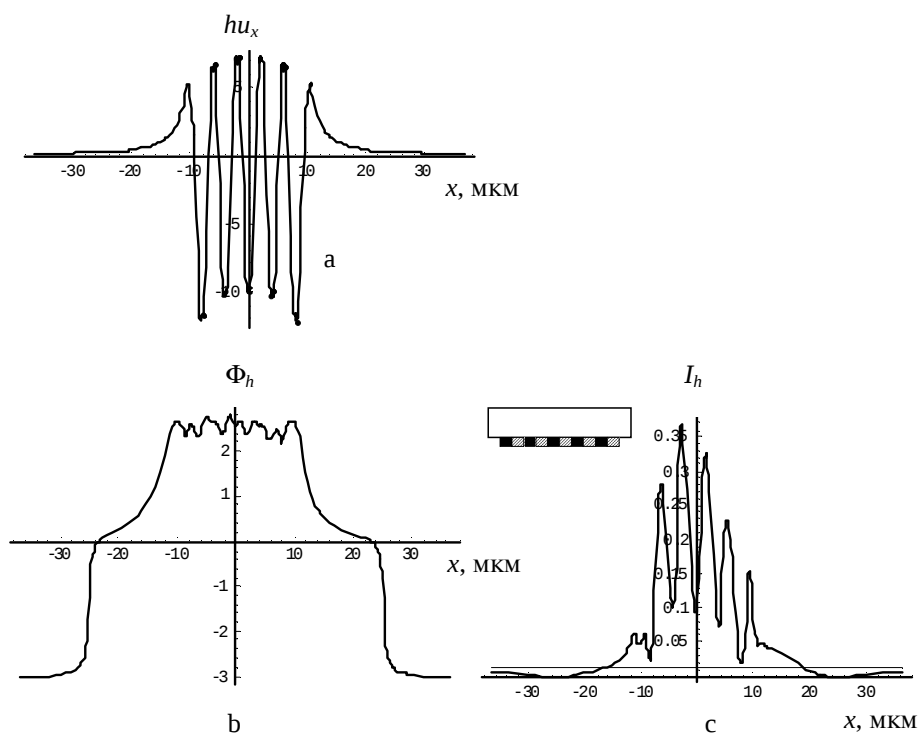


Рис. 4. а) Модуляция кристаллической решетки на выходной поверхности кристалла с пятью парами пленок; б) Фаза амплитуды дифрагированной волны на выходной поверхности; в) Кривая интенсивности дифрагированной волны на выходной поверхности повторяет модуляцию кристаллической решетки.

5. Заключение

На основе численного решения уравнений динамической дифракции исследован вопрос модуляции пучка с помощью модуляции кристаллической решетки насажденными на поверхности кристалла пленками. Одна пленка дает изображение с максимумами далеко от краев (рис.1). С целью преодоления этой трудности в роли элемента системы предлагается использовать пару пленок, создающих деформации противоположного знака в матрице. Изображение от пары пленок имеет максимумы непосредственно у краев пары (рис.2), изображения отдельных пар не налагаются друг на друга (рис.4с) и в результате рентгеновский пучок модулируется с периодом, равным периоду модуляции самой кристаллической решетки. Такую модуляцию рентгеновского пучка можно использовать как для создания рентгеновских дифракционных решеток, так и с целью получения модуляции пучка по заданной закономерности.

Численные расчеты выполнены с помощью программного пакета Математика 4.0.

Авторы выражают благодарность В.В.Аристову за постановку задачи. Работа поддержана грантом INTAS-99-0469.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.В.Аристов, Ю.А.Басов, А.А.Снигирев. Письма в ЖТФ, **13**, 116 (1987).
2. А.М.Егизарян, Х.В.Котанджян. Кристаллография, **44**, 589 (1999).
3. S.Takagi. J. Phys. Soc. Japan, **26**, 1239 (1969).
4. I.A.Blech, E.S.Meieran. J. Appl. Phys., **38**, 2913 (1967).

ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՓՆՋԻ ՄՈԴՈՒԼՈՒՄԸ ԲՅՈՒՐԵՂԱՅԻՆ ՑԱՆՑԻ ՄՈԴՈՒԼՄԱՆ ՀԻՄԱՆ ՎՐԱ

Մ.Կ. ԲԱԼՅԱՆ, Լ.Ա. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Դիտարկված է ռենտգենյան փնջի տարածական մոդուլման հնարավորությունը՝ շնորհիվ բյուրեղային ցանցի դեֆորմացիայի, որն առաջանում է բյուրեղի մակերևույթին թաղանթների առկայության հետևանքով: Քանակական արդյունքները ստացված են դինամիկ դիֆրակցիայի հավասարումների թվային ինտեգրման և դեֆորմացիաների նկարագրման առաձգականության գծային տեսության կիրառման միջոցով:

MODULATION OF AN X-RAY BEAM BY MEANS OF CRYSTAL LATTICE MODULATION

M.K. BALYAN, L.A. HAROUTUNYAN

A possibility of the space modulation of X-rays by means of the crystal lattice deformation is considered. The quantitative results are obtained by the numerical solution of dynamic diffraction equations using the linear elastic theory of lattice deformations.

УДК 621.3

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА В $p-i-n$ ДИОДЕ

А.Л. ХАЧАТРЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 12 января 2005 г.)

Для нахождения распределения электрического потенциала в $p-i-n$ диоде приведено решение уравнения Пуассона. Представлены зависимости электрического потенциала от координат и параметров диода.

1. Теория

В наших предыдущих работах [1,2] была представлена комплексная модель $p-i-n$ солнечных элементов (СЭ) с квантовыми точками. В частности, было показано, что фототок, генерируемый в СЭ, зависит от электрического поля, сформированного в активной i области СЭ. Кроме того, большое количество полупроводниковых приборов основаны на базе $p-i-n$ диода, поэтому важно знать точное значение электрического поля, сформированного в $p-i-n$ переходе. Исходя из этого, рассмотрим поведение электрического поля в $p-i-n$ диоде, строение которого изображено на рис.1а. Предположим, что области диода p и n легированы, соответственно, N_a и N_d концентрациями акцепторов и доноров, распределение которых имеет крутой фронт, как показано на рис.1в. Ограничимся рассмотрением случая высокой температуры, когда все примеси ионизированы, а концентрации основных носителей в p и n областях равны $n_n \approx N_d$, $p_p \approx N_a$. В состоянии равновесия уровень химического потенциала в правой и левой частях должен находиться на одной высоте (рис.1б). В этом случае высота потенциального барьера равна

$$\varphi_{\max} = \frac{1}{e} (|\mu_p| - |\mu_n|), \quad (1)$$

где e – заряд электрона, μ_n и μ_p – уровни химического потенциала в областях n и p , соответственно. С другой стороны, известно, что $|\mu_n| = kT \ln(N_c / n_n)$, $|\mu_p| = E_g - kT \ln(N_v / p_p)$ и $E_g = kT \ln(N_c N_v / n_i^2)$, где kT – тепловая энергия электронов, E_g – ширина запрещенной зоны, n_i – концентрация свободных носителей собственного проводника, а N_c и N_v – плотности состояний электронов и дырок в соответствующих зонах. Следовательно для потенциального барьера можно написать

$$\varphi_{\max} = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_n p_p}{n_i^2}, \quad (2)$$

что совпадает с выражением для потенциального барьера обычного p - n перехода [3,4].

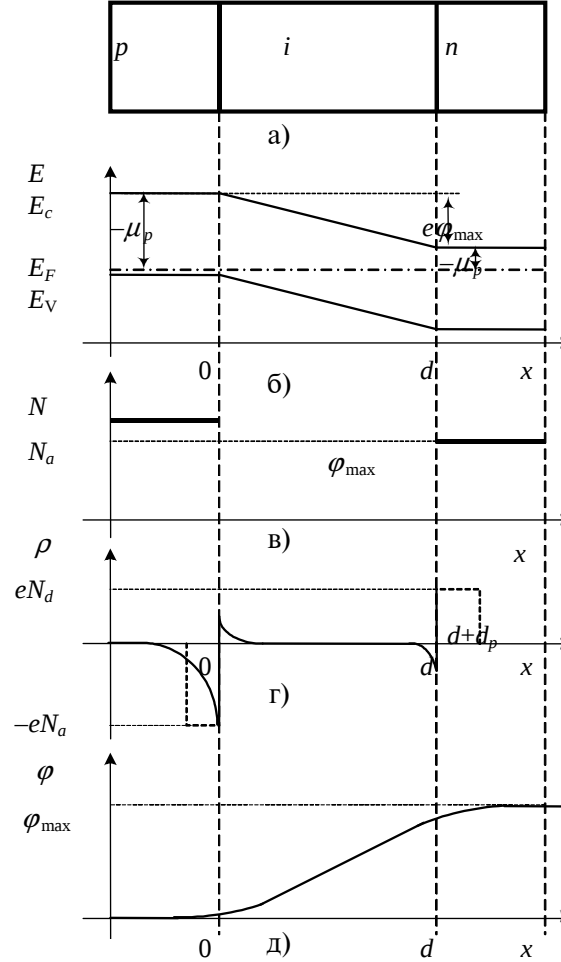


Рис.1. а) Схематическая диаграмма p - i - n диода, б) энергетическая диаграмма p - i - n диода, в) распределение акцепторов и доноров, г) распределение объемного заряда, д) ход потенциала.

Ограничимся рассмотрением случая невырожденного полупроводника, когда распределение свободных носителей заряда можно представить следующим образом:

$$p(z) = N_a \exp\left(-\frac{e\varphi(z)}{kT}\right) \quad \text{и} \quad n(z) = N_d \exp\left(-\frac{e\varphi_{\max} - e\varphi(z)}{kT}\right), \quad (3)$$

где $\varphi(z)$ – распределение потенциала в диоде (рис.1д). Поведение $\varphi(z)$ определяется из

решения уравнения Пуассона

$$\frac{d^2 \varphi(z)}{dz^2} = -\frac{\rho(z)}{\varepsilon \varepsilon_0}, \quad (4)$$

где ε – диэлектрическая проницаемость полупроводника, ε_0 – электрическая постоянная, а $\rho(z)$ – объемный заряд, равный

$$\rho(z) = \begin{cases} -eN_a + eN_a \exp\left(-\frac{e\varphi(z)}{kT}\right), & -\infty < x < 0, \\ eN_a \exp\left(-\frac{e\varphi(z)}{kT}\right) - eN_d \exp\left(-\frac{e\varphi_{\max} - e\varphi(z)}{kT}\right), & 0 < x < d, \\ eN_d - eN_d \exp\left(-\frac{e\varphi_{\max} - e\varphi(z)}{kT}\right), & d < x < +\infty. \end{cases} \quad (5)$$

Уравнение Пуассона (4), с учетом выражения (5), решается только численными методами. Однако, если считать, что область i довольно широкая, то можно показать, что поле в основном проникает в область i , то есть $(e\varphi(z)/kT) < 1$, когда $-\infty < x < 0$ и $(e\varphi_{\max} - e\varphi(z))/kT < 1$, когда $d < x < +\infty$. Учитывая это, значение объемного заряда в областях p и n можно разложить в ряд и отбросить нелинейные члены ряда. Соответственно, для выражения (5), получаем

$$\rho(z) = \begin{cases} -eN_a \frac{e\varphi(z)}{kT}, & -\infty < x < 0, \\ eN_a \exp\left(-\frac{e\varphi(z)}{kT}\right) - eN_d \exp\left(-\frac{e\varphi_{\max} - e\varphi(z)}{kT}\right), & 0 < x < d, \\ eN_d \frac{e\varphi_{\max} - e\varphi(z)}{kT}, & d < x < +\infty. \end{cases} \quad (6)$$

Введем следующие обозначения: $\varphi(x=0) = \varphi_0$, $\varphi(x=d) = \varphi_d$, $u = e\varphi/kT$, $u_{\max} = e\varphi_{\max}/kT$, $l_p^2 = kT\varepsilon\varepsilon_0/e^2N_A$ и $l_n^2 = kT\varepsilon\varepsilon_0/e^2N_D$, где u – безразмерный потенциал. Следовательно, уравнение Пуассона в различных областях можно написать в виде

$$\begin{cases} \frac{d^2 u_p(z)}{dz^2} = u_p(z) \frac{1}{l_p^2}, & -\infty < x < 0, \\ \frac{d^2 u_I}{dz^2} = \frac{1}{l_n^2} \exp[u_I(z) - u_{\max}] - \frac{1}{l_p^2} \exp[-u_I(z)], & 0 < x < d, \\ \frac{d^2 u_n}{dz^2} = -\frac{1}{l_n^2} (u_{\max} - u_n(z)), & d < x < \infty. \end{cases} \quad (7)$$

Решение первого уравнения системы (7) имеет вид

$$u_p(z) = C_1 \exp\left[\frac{z}{l_p}\right] + C_2 \exp\left[-\frac{z}{l_p}\right], \quad (8)$$

где C_1 и C_2 – постоянные, которые можно определить из граничных условий:

$$u_p(-\infty) = 0 \quad \text{и} \quad u_p(0) = u_0. \quad (9)$$

Учитывая граничные условия (9), для выражения (8) получаем

$$u_p(z) = u_0 \exp\left[\frac{z}{l_p}\right]. \quad (10)$$

В отличие от обычного p - n перехода, электрический потенциал меняется экспоненциально. Аналогично (10), для потенциала в области n можно получить:

$$u_n(z) = u_{\max} - (u_{\max} - u_d) \exp\left[\frac{d-z}{l_n}\right]. \quad (11)$$

В этом случае граничными условиями являются:

$$u_n(\infty) = u_{\max} \quad \text{и} \quad u_n(d) = u_d. \quad (12)$$

Как видно из (10) и (11), на длинах l_p и l_n , в областях p и n соответственно, электрический потенциал уменьшается в e раз. То есть l_p и l_n являются длинами экранирования, и они тем меньше, чем больше легирование областей p и n . Уравнение Пуассона в области i аналитически не решается, поэтому воспользуемся методом последовательного интегрирования. Умножив обе стороны второго уравнения системы (7) на $2(du_I(z)/dz)$, получаем следующее выражение:

$$d\left(\frac{du_I(z)}{dz}\right)^2 = 2\left[\frac{1}{l_n^2} \exp[u_I(z) - u_{\max}] - \frac{1}{l_p^2} \exp[-u_I(z)]\right] du_I(z), \quad (13)$$

которое, после интегрирования в области $\{0, z\}$ с учетом условий $u_i(0) = u_p(0) = u_0$ и $u_i'(0) = u_p'(0) = u_0/l_p$, принимает следующий вид:

$$\left(\frac{du_I(z)}{dz}\right)^2 - \left(\frac{u_0}{l_p}\right)^2 = 2\left[\frac{1}{l_n^2} \exp[-u_{\max}] (\exp[u_i(z)] - \exp[u_0]) + \frac{1}{l_p^2} (\exp[-u_i(z)] - \exp[-u_0])\right]. \quad (14)$$

Из уравнения (14) можно найти выражение для электрического поля в области i :

$$\frac{du_I(z)}{dz} = \frac{1}{l_p} \sqrt{u_0^2 + 2\left[\frac{l_p^2}{l_n^2} \exp[-u_{\max}] (\exp[u_i(z)] - \exp[u_0]) + (\exp[-u_i(z)] - \exp[-u_0])\right]}. \quad (15)$$

Еще раз интегрируя выражение (15) можно получить

$$F_i[u_i(z)] = \frac{z}{l_p}, \quad (16)$$

где

$$F_i[u_i(z)] = \int_{u_0}^{u_i(z)} \frac{du_i}{\sqrt{u_0^2 + 2 \left[\frac{l_p^2}{l_n^2} \exp[-u_{\max}] (\exp[u_i] - \exp[u_0]) + (\exp[-u_i] - \exp[-u_0]) \right]}}. \quad (17)$$

Уравнение (16) неявным образом выражает зависимость электрического потенциала от координат в области i . Ясно, что значения для u_0 и u_d все еще не известны. Для нахождения этих значений необходимо учитывать тот факт, что электрический потенциал, а также его производная должны быть непрерывны в точке $z = d$, то есть

$$u_i(d) = u_n(d) = u_d \quad \text{и} \quad u'_i(d) = u'_n(d) = \frac{u_{\max} - u_d}{l_n}. \quad (18)$$

Учитывая тот факт, что $\exp[u_0] \ll \exp[u_d]$, уравнения (18) можно переписать следующим образом:

$$u_{\max} - u_d = \frac{l_n}{l_p} \sqrt{u_0^2 + 2 \left[\frac{l_p^2}{l_n^2} \exp[u_d - u_{\max}] - \exp[-u_0] \right]}, \quad (19)$$

$$F_i[u_d] = \frac{d}{l_p}. \quad (20)$$

Из трансцендентных уравнений (19) и (20) можно вычислить значения u_0 и u_d .

2. Численный расчет

Для наглядности полученных результатов рассмотрим диод, параметры которого приведены в табл.1. Соответственно, для характерных параметров диода получаем: $\varphi_{\max} = 1.397$ эВ, $u_{\max} = 55.9$ и $l_n = l_p = 6$ нм.

Табл.1

n_i	$3.6 \cdot 10^{11}$	м^{-3}
N_a	$5 \cdot 10^{23}$	м^{-3}
N_d	$5 \cdot 10^{23}$	м^{-3}
E_a	1.4	эВ
kT	0.025	эВ
d	3	мкм
ε	13	

Решая численными методами уравнения (19) и (20), получаем $u_0 = 0.9$ и $u_d = 55.9$, что и демонстрирует приемлемость линейного приближения. На рис.2 приведены зависимости электрического поля и электрического потенциала от координат. Пунктирные линии соответствуют решению уравнения Пуассона в приближении Шоттки, когда заряд свободных носителей пренебрегается. Как видно из рисунков, оба решения в середине области i мало отличаются друг от друга. Однако у границ области i отличия становятся бо-

лее заметными, и как видно из рис.2а, электрическое поле у краев намного превышает поле в середине. Этот факт обусловлен тем, что у границ свободные носители заряда образуют со связанными зарядами областей *n* и *p* переходы *p-i* и *i-n*. На рис.3 приведено более масштабное представление этих переходов. Как видно из рисунков, электрический потенциал у границ имеет ярко выраженную крутую форму, далее он становится более линейным, и в середине области электрическое поле уже постоянно. Такое поведение потенциала не проявляется в приближении Шоттки, при котором электрическое поле везде в области постоянно.

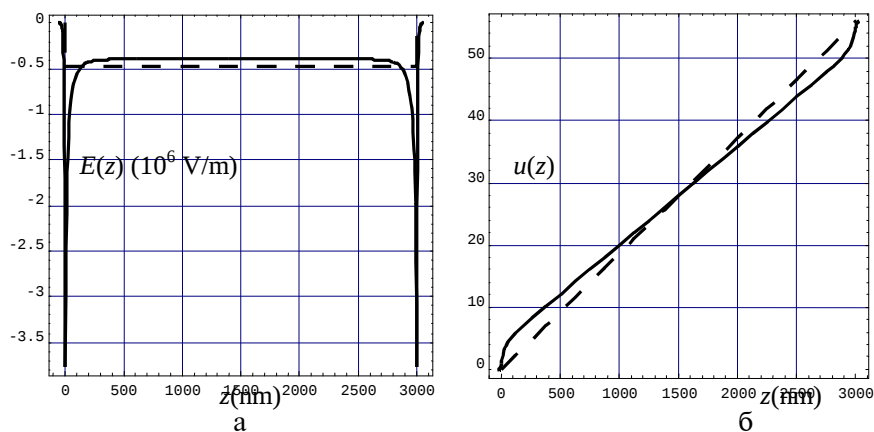


Рис.2. Зависимости электрического поля (а) и электрического потенциала (б) от координат.

$u(z)$

$u(z)$

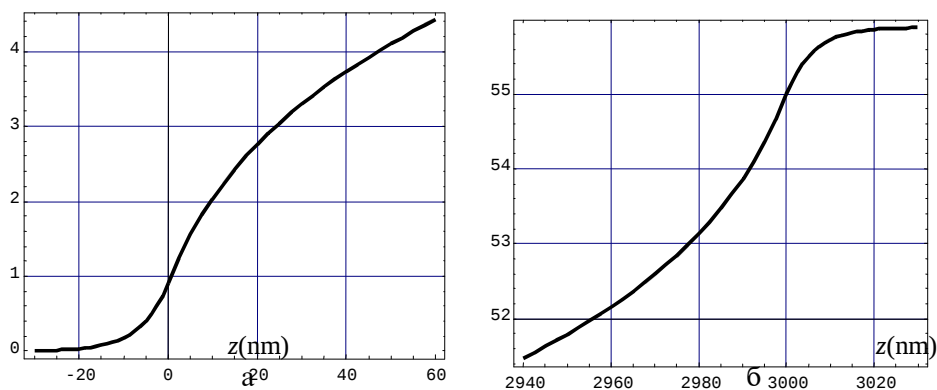


Рис.3. Масштабное представление *p-i* (а) и *i-n* (б) переходов.

Работа выполнена в рамках целевой научной программы РА “Полупроводниковая

наноэлектроника”. Автор выражает благодарность проф. С.Г.Петросяну, за обсуждение результатов и за ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. **V.Aroutiounian, S.Petrosyan, A.Khachatryan, K.Touryan.** J. Appl. Phys., **89**, 2268 (2001).
2. **V.Aroutiounian, S.Petrosyan, A.Khachatryan.** EuroSun2004, The 5th ISES EUROPE SOLAR CONFERENCE, Freiburg, Germany, 2004, p.69.
3. **Г.Е.Пикус.** Основы теории полупроводниковых приборов. М., Наука, 1965.
4. **С.Зи.** Физика полупроводниковых приборов, М., Мир, 1984.

ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՊՈՏԵՆՑԻԱԼԻ ԲԱՇԽՈՒՄԸ $p-i-n$ ԴԻՈԴՈՒՄ

Ա.Լ. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ

Լուծված է Պուասոնի հավասարումը $p-i-n$ դիոդում էլեկտրական դաշտը գտնելու համար: Ներկայացված է էլեկտրական պոտենցիալի կախվածությունը կոորդինատից և դիոդի պարամետրերից:

DISTRIBUTION OF THE ELECTRIC POTENTIAL IN A $p-i-n$ DIODE

A.L. KHACHATRYAN

The Poisson equation is solved to find the electric potential distribution in a $p-i-n$ diode. Dependences of the electric potential on the coordinate and diode parameters are presented.

УДК 541.64

ПАРАМЕТРЫ ПОРЯДКА ПЕРЕХОДА СПИРАЛЬ-КЛУБОК В БИОПОЛИМЕРАХ

А.В. ЦАРУКЯН, Ш.А. ТОНОЯН, А.В. БАДАСЯН,
А.В. ГРИГОРЯН, Е.Ш. МАМАСАХЛИСОВ, В.Ф. МОРОЗОВ

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 10 мая 2005 г.)

Сравнены два определения параметра порядка при переходе спираль-клубок: средняя доля повторяющихся единиц в спиральной конформации и средняя доля водородных связей. Параметр порядка, определяемый в первом случае, изменяется от 1 при низких температурах до $1/Q$ при высоких, а для второго случая меняется от 1 до $1/Q^\Delta$. Для полипептидной цепи это различие не существенно, в то время как для случая ДНК при высоких температурах расхождение между двумя параметрами значительное. Результаты важны для корректного сопоставления теории и эксперимента. Расчеты осуществлены в рамках обобщенной модели полипептидной цепи (ОМПЦ).

1. Введение

Начиная с 60-х годов прошлого века переход спираль-клубок интенсивно изучался [1-9] и различные аспекты этого явления обсуждаются и сегодня [10-17]. Традиционно теоретические модели, описывающие переход, основываются на предположении, что каждая повторяющаяся единица может находиться в двух состояниях: спиральном и клубкообразном. Это предположение делает удобным использование модели Изинга [1-9] в той или иной ее форме для описания проблемы. Современный прогресс статистической физики позволяет использовать видоизмененную модель Поттса для той же задачи. Эта модель богаче по своему содержанию и преимущество ее использования было показано в [18-27].

Роль параметра порядка при переходе спираль-клубок играет степень спиральности. Обычно степень спиральности определяется как средняя доля повторяющихся единиц в спиральной конформации. Другое определение степени спиральности – средняя доля водородных связей. Казалось бы, что эти два определения идентичны, однако в данной статье в рамках нашей ОМПЦ мы показываем, что это не так, и обосновываем, почему.

2. Базовая модель (ОМПЦ)

Микроскопическая одномерная Поттс-подобная модель с Δ -частичными взаимодействиями, описывающая переход спираль-клубок в полипептидах была разработана в [25,26]. Позже было показано, что тот же подход может быть использован и для ДНК в пренебрежении петлями большого масштаба [27]. Гамильтониан ОМПЦ выглядит

следующим образом:

$$-\beta H = J \sum_{i=1}^N \delta(\gamma_{i-\Delta+1}, 1) \delta(\gamma_{i-\Delta+2}, 1) \dots \delta(\gamma_{i-1}, 1) \delta(\gamma_i, 1) = J \sum_{i=1}^N \delta_i^{(\Delta)}, \quad (1)$$

где $\beta = T^{-1}$ – обратная температура, N – число повторяющихся единиц, $J = U/T$ – приведенная к температуре энергия внутримолекулярной водородной связи, $\delta(\gamma_i, 1)$ – символ Кронекера, γ_i – спин, принимающий значения от 1 до Q и описывающий конформацию i -ой повторяющейся единицы. Случай, когда $\gamma_i = 1$, соответствует спиральной конформации, остальные $(Q-1)$ случаев соответствуют клубку. Q есть число конформаций каждой повторяющейся единицы и описывает конформационную способность. Произведение $\delta_j^{(\Delta)} = \prod_{k=\Delta-1}^0 \delta(\gamma_{j-k}, 1)$ символов Кронекера в гамильтониане обеспечивает выделение энергии J только в том случае, если все Δ подряд соседствующих повторяющихся единиц находятся в спиральной конформации.

Трансфер-матрица для гамильтониана (1) имеет вид

$$\hat{G}(\Delta) = \begin{pmatrix} V & V & V & \dots & V & V & V \\ 1 & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & 1 & Q \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где все элементы первой строки равны $V = \exp(J) - 1$; все элементы первой нижней псевдодиагонали равны 1; элемент (Δ, Δ) равен Q ; все остальные элементы нулевые. Вековое уравнение такой матрицы имеет вид

$$\lambda^{\Delta-1} [\lambda - (V+1)] (\lambda - Q) = V(Q-1). \quad (3)$$

В работах [18,19,27] для ДНК, исходя из конформационных карт и структурных данных, был предложен следующий набор модельных параметров $Q \propto 3 \div 5$; $\Delta \propto 10 \div 15$. Те же параметры для полипептида есть $Q \propto 60 \div 90$; $\Delta = 3$ [25,26].

Обобщая, отметим, что в нашей ОМПЦ моделируются следующие характерные свойства системы: конформационные способности каждой повторяющейся единицы посредством параметра Q ; одноцепочная жесткость цепи посредством параметра Δ ; энергия одной водородной связи посредством параметра $V = e^J - 1$.

3. Определения параметра порядка

В рамках ОМПЦ мы определяем параметр порядка как среднюю долю водородных связей и выражаем его через статистическую сумму

$$Z = \sum_{\{\gamma_i\}} \exp \left[J \sum_{i=1}^N \delta_i^{(\Delta)} \right], \quad (4)$$

как

$$\theta = \langle \delta_i^{(\Delta)} \rangle = \frac{1}{N} \frac{\partial \ln Z}{\partial J}. \quad (5)$$

В принципе, т.к. у нас есть характеристическое уравнение (3), то можно получить собственные значения (по крайней мере численно) и затем рассчитать статистическую сумму в термодинамическом пределе как

$$Z = \lambda_1^N. \quad (6)$$

Это приводит к степени спиральности вида

$$\theta = \frac{\partial \ln \lambda_1}{\partial J}. \quad (7)$$

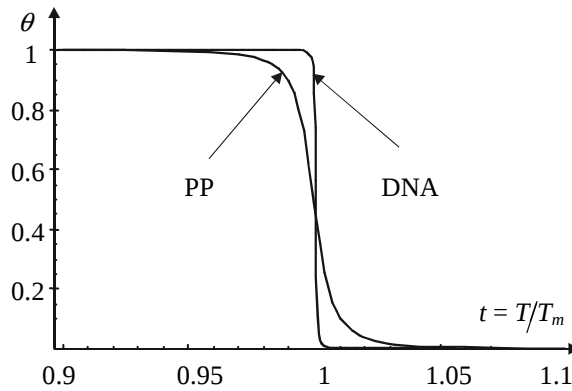


Рис.1. Температурное поведение степени спиральности θ для полипептида (PP) и ДНК (DNA) в приведенных единицах.

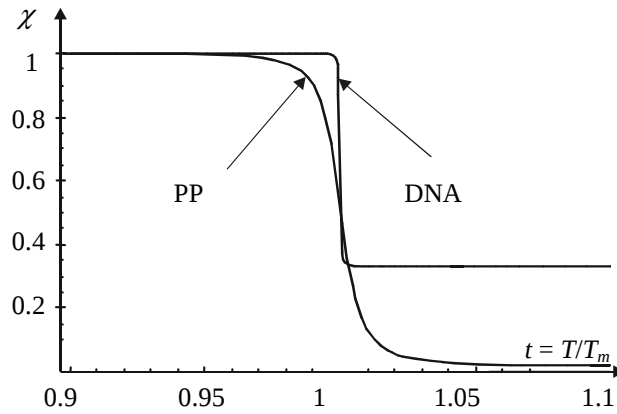


Рис.2. Температурная зависимость параметра χ для полипептида (PP) и ДНК (DNA) в приведенных единицах.

Температурная зависимость степени спиральности, рассчитанная из (7), представлена на рис.1.

Другим интересным параметром является средняя доля повторяющихся единиц в

спиральной (в наших обозначениях – номер 1) конформации. Эта величина выражается через статистическую сумму как

$$\chi = \langle \delta(\gamma_i, 1) \rangle = 1 - \frac{1}{N} \frac{\partial \ln Z}{\partial \ln(Q-1)} = 1 - \frac{\partial \ln \lambda_1}{\partial \ln(Q-1)} . \quad (8)$$

Температурная зависимость этой величины представлена на рис.2.

4. Обсуждение

Из рис.1 видно, что степень спиральности нашей модели ведет себя классически: меняется от 1 при низких температурах (полностью спиральное состояние) до 0 при высоких температурах (полностью клубок) в очень узком температурном интервале. Сравнение кривых плавления полипептида (PP) и ДНК выявляет большую кооперативность плавления ДНК, как и должно быть. Рассмотрим теперь температурную зависимость средней доли повторяющихся единиц в спиральной конформации. Кривая а) на рис.2, описывающая случай полипептида, показывает, что температурная зависимость параметра χ идентична степени спиральности, между тем, как кривая б) (случай ДНК) ведет себя иначе: χ меняется от 1 при низких до некоторого ненулевого значения при высоких температурах.

Мы объясняем различие в температурных поведеньях параметров θ и χ при помощи следующих рассуждений. В высокотемпературном пределе мы имеем дело с расплавленным состоянием и отсутствием корреляций между конформациями повторяющихся единиц. Это означает, что все Q возможные конформации равновероятны с вероятностью $1/Q$. По своему определению степень спиральности θ является вероятностью обнаружения всех Δ соседствующих повторяющихся единиц в спиральном состоянии одновременно. Таким образом, в высокотемпературном пределе θ равна $Q^{-\Delta}$. Аналогично, параметр χ есть вероятность обнаружения каждой, отдельно взятой, повторяющейся единицы в конформации номер 1, и в высокотемпературном пределе он равен Q^{-1} . Если подставить полипептидный набор параметров ($Q \approx 60 \div 90$; $\Delta = 3$) в эти высокотемпературные оценки θ и χ , то легко заметить, что вероятности $Q^{-\Delta}$ и Q^{-1} очень близки друг к другу и приблизительно равны нулю (см. рис.3а). Это происходит из-за большого значения параметра Q . Таким образом, θ и χ ведут себя идентично в случае полипептида. В случае ДНК ($Q \approx 3 \div 5$; $\Delta \approx 10 \div 15$) ситуация иная: вероятности $Q^{-\Delta}$ и Q^{-1} сильно отличаются (ср. с рис.3б) из-за большого значения параметра Δ и малого Q .

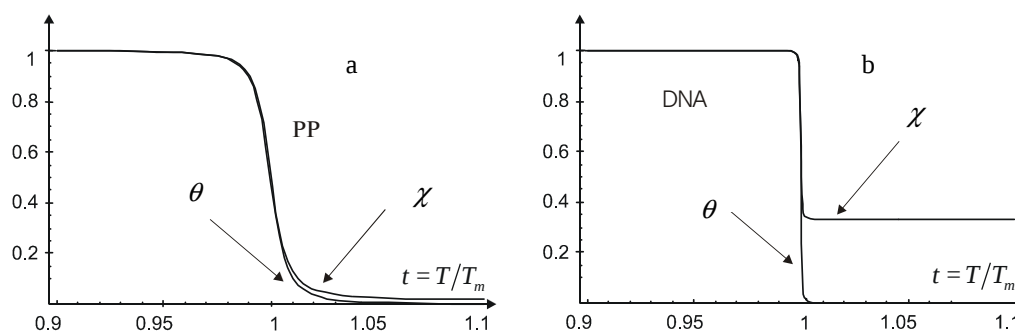


Рис.3. а) Температурная зависимость параметров θ и χ для полипептидного набора параметров. б) Температурная зависимость параметров θ and χ для случая ДНК.

Этот результат весьма важен, поскольку при изучении перехода спираль-клубок экспериментально измеряемый параметр порядка θ связан с долей повторяющихся единиц в регулярной спиральной конформации и может быть интерпретирован на языке исследованных нами обоих параметров. Дальнейшие наши исследования будут посвящены корректному расчету экспериментально измеряемого параметра.

Данная работа осуществлена в рамках грантов МНТЦ А-301.2 и ANSEF 05-NS-MOLBIO-815-53.

ЛИТЕРАТУРА

1. D.C.Poland, H.A.Scheraga. The Theory of Helix-Coil Transition. Academic Press, New York, 1970.
2. A.Yu.Grosberg, A.R.Khokhlov. Statistical Physics of Macromolecules. AIP Press, New York, 1994.
3. C.R.Cantor, T.R.Shimmel. Biophysical Chemistry. Freeman and Co., San-Francisco, 1980.
4. P.J.Flory. Statistical Mechanics of Chain Molecules. Interscience, New York, 1969.
5. R.M.Wartell, A.S.Benight. Phys. Rep., **126**, 67 (1985).
6. А.А.Веденов, А.М.Дыхне, М.Д.Франк-Каменецкий. УФН, **105**, 479 (1971).
7. M.Peyrard, A.R.Bishop. Phys. Rev. Lett., **62**, 2755 (1989).
8. T.Dauxois, M.Peyrard, A.R. Bishop. Rap. Comm. Phys. Rev. E, **47**, 44 (1993).
9. T.Dauxois, M.Peyrard, A.R. Bishop. Phys. Rev. E, **47**, 684 (1993).
10. A.Vinogradov. Nucleic Acids Res., **31**, 1838 (2003).
11. T.Garel, C.Monthus, H. Orland. Europhysics Lett., **55**, 132 (2001).
12. M.Baiesi, E.Caron, E. Orlandini, A. L. Stella. Cond-Mat/0207122(1) (2002).
13. D.Cule, T.Hwa. Phys. Rev. Lett., **79**, 2375 (1997).
14. M.Takano, K.Nagayama, A. Suyama. J. Chem. Phys., **116**, 2219 (2002).
15. V.Munoz, L.Serrano. Biopolymers, **41**, 495 (1997).
16. T. Chalikian. Biopolymers. **70**, 492 (2003).
17. F. Liu, L. Dai, Z.-C. Ou-Yan. J. Chem. Phys., **119**, 8112 (2003).
18. Е.Ш. Мамасакхлисов, А.В.Бадасян, В.Ф.Морозов, А.В.Григорян, А.В. Царукян. Изв. НАН Армении, Физика, **40**, 111 (2005).
19. V.Morozov, A.Badasyan, A.Grigoryan, M.Sahakyan, Eu.Mamasakhlov. Modern Phys. Lett. **19**, 79 (2005).
20. V.F.Morozov, A.V.Badasyan, A.V.Grigoryan, M.A.Sahakyan, E.Sh.Mamasakhlov. Biopolymers, **75**, 434 (2004).

21. **А.В. Бадасян.** Изв. НАН Армении, Физика, **39**, 53 (2004).
22. **А.В. Бадасян, А.В. Григорян, А.Ю. Чухаджян, Е.Ш. Мамасакхлисов, В.Ф. Морозов.** Изв. НАН Армении, Физика, **37**, 320 (2002).
23. **А.В. Бадасян, А.В. Григорян, А.Ю. Чухаджян, Е.Ш. Мамасакхлисов, В.Ф. Морозов.** Изв. НАН Армении, Физика, **37**, 59 (2002).
24. **А.В. Григорян, А.В. Бадасян, А.Ю. Чухаджян, Е.Ш. Мамасакхлисов, В.Ф. Морозов.** Изв. НАН Армении, Физика, **37**, 250 (2002).
25. **N.S.Ananikyan, Sh.A.Hayryan, E.Sh.Mamasakhlishov, V.F.Morozov.** Biopolymers, **30**, 357 (1990).
26. **Sh.A. Hayryan, E.Sh. Mamasakhlishov, V.F. Morozov.** Biopolymers, **35**, 75 (1995).
27. **V.F.Morozov, E.Sh.Mamasakhlishov, Sh.A.Hayryan, Chin-KunHu.** Physica A, **281**, 51 (2000).

ԿԵՆՍԱՊՈԼԻՄԵՐՆԵՐՈՒՄ ՊԱՐՈՒՅՐ-ԿԾԻԿ ԱՆՑՄԱՆ ԿԱՐԳԻ ՊԱՐԱՄԵՏՐԵՐԸ

Ա.Վ. ԾԱՌՈՒԿՅԱՆ, Շ.Ա. ՏՈՆՈՅԱՆ, Ա.Վ. ԲԱԴԱՍՅԱՆ, Ա.Վ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ,
Ե.Շ. ՄԱՄԱՍԱԽԼԻՍՈՎ, Վ.Ֆ. ՄՈՐՈԶՈՎ

Համեմատված են պարույր-կծիկ անցման ժամանակ կարգավորվածության պարամետրի երկու սահմանումները՝ պարույրային կոնֆորմացիայում գտնվող կրկնվող միավորների միջին թիվը և ջրածնային կապերի միջին թիվը: Առաջին սահմանման միջոցով որոշվող պարույրության աստիճանը փոփոխվում է 1-ից՝ ցածր ջերմաստիճաններում մինչև $1/Q$ բարձրերում, իսկ երկրորդ դեպքում՝ 1-ից մինչև $1/Q^{\Delta}$: Պոլիպեպտիդային շղթայի համար այդ տարբերությունն էական չէ, իսկ ԴՆԹ-ի դեպքում բարձր ջերմաստիճաններում երկու պարամետրերը էապես տարբերվում են իրարից: Արդյունքները կարևոր են տեսության և փորձի ճիշտ համեմատության համար:

ORDER PARAMETERS OF HELIX – COIL TRANSITION IN BIOPOLYMERS

A.V. TSARUKYAN, SH.A. TONoyAN, A.V. BADASYAN, A.V. GRIGORYAN,
E.SH. MAMASAKHLISOV, V.F. MOROZOV

A comparison of two definitions of the order parameter for helix-coil transition: the average fraction of repeated units in the helical conformation and the average fraction of hydrogen bonds is performed. The helicity degree defined with the help of the first definition changes from 1 at low temperatures to $1/Q$ at high temperatures. At the second definition it changes from 1 at low to $1/Q^{\Delta}$ at high temperatures. For polypeptide case this difference is not crucial, but for DNA these definitions strongly differ in the high-temperature limit. The results are important for correct comparison of experiment and theory. Calculations are performed within the scopes of the generalized model of polypeptide chain (GMPC).

УДК 539.17

ГАЗООХЛАЖДАЕМЫЙ КАСКАДНЫЙ РЕАКТОР В ПОДКРИТИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ

В.М. ЖАМКОЧЯН, С.В. ЖАМКОЧЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 24 марта 2005 г.)

Исследована каскадная электроядерная энергетическая система, включающая газоохлаждаемые реактор-бустер на быстрых нейтронах и основной реактор на тепловых нейтронах. Определены выходные характеристики системы, которые оказываются достаточно высокими в широком интервале глубин подкритичности бустера. Показано, что для оптимальных подкритических режимов системы давление газового теплоносителя может быть практически одинаковым для всех ступеней каскада.

Исследование управляемых ускорителями подкритических каскадных реакторов является перспективным направлением в решении актуальных задач ядерной энергетики: повышения уровня безопасности и трансмутации долгоживущих радиоактивных отходов. Согласно результатам [1-3], применение каскадной схемы позволяет снизить на порядок ток протонного ускорителя по сравнению с аналогичными однореакторными установками [4], при уровне отрицательной реактивности, обеспечивающем безопасную работу энергетического комплекса.

Напомним, что в работах [1-3] было проведено детальное исследование двухреакторных электроядерных систем, включавших основной энергетический реактор на тепловых нейтронах и промежуточный реактор-бустер на быстрых нейтронах. В качестве основного блока выбирались серийные реакторы ВВЭР-1000 и CANDU, а также жидкосолевой графитный бридер типа MSBR-1000. В бустерном блоке во всех случаях предполагалось использование гексагональных ТВС реактора БН-350, причем теплосъем с них должен был осуществляться с помощью жидкой эвтектики свинец-висмут [2,3].

Данная работа посвящена предварительным расчетам для другой перспективной подкритической системы – каскада быстрый бустер – тепловой реактор с единой системой газового охлаждения.

В качестве реактора на тепловых нейтронах был выбран высокотемпературный газоохлаждаемый графитовый реактор HTGR-1160 [5] со стержневыми твэлами и давлением теплоносителя-гелия 5,1 МПа. Высокая температура теплоносителя на выходе (741°C) позволила достигнуть в тепловой установке КПД около 39%. Другое преимущество этого реактора – низкая утечка радиоактивности и высокая безопасность, связанная с

использованием корпуса из предварительно напряженного железобетона. Отметим также, что использование однофазного теплоносителя, в принципе, исключает возможность ряда аварийных ситуаций, связанных с изменением фазового состояния теплоносителя (как, например, в ВВЭР). По мнению экспертов, ввиду этих качеств реакторы данного типа могут в перспективе оказаться наиболее пригодными для энергообеспечения густонаселенных местностей.

Использование в описываемой каскадной установке газоохлаждаемого быстрого бустера, на первый взгляд, может показаться не вполне оправданным ввиду меньшего уровня безопасности, свойственного таким реакторам (по сравнению с HTGR). Так, с учетом высокой энергонапряженности в рабочем режиме, давление гелиевого теплоносителя в быстрых реакторах должно быть существенно выше, чем в HTGR (более 10 МПа), что увеличивает вероятность аварии с потерей теплоносителя. Для быстрого реактора с его небольшой теплоемкостью активной зоны это, в худшем случае, может повлечь за собой расплавление активной зоны со всеми вытекающими отсюда последствиями.

Однако, при использовании подобного реактора в подкритических режимах в качестве первой ступени каскада ситуация меняется кардинальным образом. Во-первых, как будет показано ниже, нейтронный поток в активной зоне быстрого реактора, необходимый для его эффективной работы в качестве бустера, оказывается в несколько раз меньшим, чем при работе в номинальном критическом режиме. Очевидно, это должно привести к пропорционально меньшей энергонапряженности и, соответственно, при той же скорости продувки позволит уменьшить давление гелия до величин, характерных для HTGR – второй ступени каскада. Во-вторых, если для электроядерной системы выбирается режим гарантированной подкритичности, то аварии с неконтролируемой критической массой (с расплавлением активной зоны) становятся принципиально невозможными.

В настоящей работе для расчетов были использованы проектные данные опытно-промышленной установки с газоохлаждаемым реактором на быстрых нейтронах БГР-300 [5] (тепловая мощность – 810 МВт, давление гелия в номинальном критическом режиме – 16 МПа). Предполагалось, что активная зона бустера состоит из стержневых твэлов БГР-300 с длиной, равной высоте активной зоны HTGR-1160 (топливо – $\text{UO}_2 + \text{PuO}_2$).

Общая схема каскадной подкритической установки представлена на рис.1.

Реактор на тепловых нейтронах типа HTGR (*c*) конструктивно является внешним по отношению к описанному выше бустерному блоку (*b*) и отделен от него кадмиевым экраном-вентилем (*d*) для исключения проникновения тепловых нейтронов в активную зону бустера. Пучок протонов из ускорителя бомбардирует расположенную вдоль оси бустера мишень из неактивного материала (*a*), которая испускает вторичные нейтроны в зону бустера. Все боковые поверхности на рис.1 – коаксиальные цилиндрические.

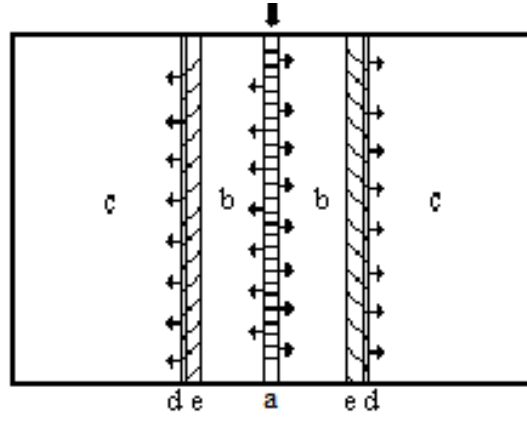


Рис.1. Схема газохлаждаемой двухреакторной подкритической системы.

Очевидно, что при наличии кадмиевого экрана-вентили d в зоне b будут присутствовать лишь быстрые нейтроны, а в зоне c – в основном, тепловые. Это дает основание ограничиться для оценочных расчетов однорупповым приближением в отдельности для быстрых и тепловых нейтронов соответственно в зонах b и c .

В качестве первого шага представляет интерес проследить за эффективностью работы бустера в зависимости от радиуса R_b его активной зоны.

С учетом данных [5] для геометрического параметра БГР-300, при высоте активной зоны b , равной высоте зоны c (630 см), для критического радиуса зоны b можно найти значение $R_b^{\text{crit}} = 61,3$ см.

При радиусах $R_b < R_b^{\text{crit}}$ (при неизменном материальном параметре) бустер будет подкритическим, причем глубина его подкритичности $\Delta k^{(b)} = 1 - k_{\text{eff}}^{(b)}$ должна возрастать с уменьшением R_b . При всех значениях R_b необходим также учет дополнительной отрицательной реактивности, вносимой “пассивной” мишенью a .

Решение одноруппового уравнения диффузии нейтронов для подкритических режимов быстрого реактора b определяется выражением [1]

$$\Phi^{(b)}(r, z) = \frac{j_0}{D^{(b)} \alpha_b} \left[\frac{J_0(\alpha_b r) - \frac{J_0(\alpha_b R'_b)}{N_0(\alpha_b R'_b)} N_0(\alpha_b r)}{J_1(\alpha_b r_a) - \frac{J_0(\alpha_b R'_b)}{N_0(\alpha_b R'_b)} N_1(\alpha_b r_a)} \right] \cos\left(\frac{\pi z}{H'_b}\right), \quad (1)$$

где $\Phi^{(b)}(r, z)$ – скалярный поток нейтронов (начало цилиндрической системы координат выбрано посередине оси мишени),

$$a_b^2 = \frac{k_{\infty}^{(b)} - 1}{M_b^2} - \left(\frac{\pi}{H'_b}\right)^2 \geq 0, \quad (2)$$

$J_0(x)$, $J_1(x)$, $N_0(x)$, $N_1(x)$ – функции Бесселя нулевого и первого порядков, R'_b и H'_b – экстраполированные радиус и высота зоны b , r_a – радиус мишени, $k^{(b)}$ и M_b – коэффициент размножения и длина миграции нейтронов для данной среды, $D^{(b)}$ – однорупповый коэффициент диффузии для быстрых нейтронов.

При выводе (1) предполагалось, что распределение по вертикальной координате для плотности потока нейтронов, испускаемых поверхностью мишени, имеет вид, близкий к $j = j_0 \cos(\pi z / H'_b)$.

В пренебрежении отражением назад быстрых нейтронов, покинувших зону b , плотность потока быстрых нейтронов в направлении “наружу” на боковой поверхности зоны b ($r = R_b$) равна результирующей плотности потока:

$$j_b = - \left[D^{(b)} \frac{\partial \Phi^{(b)}}{\partial r} \right]_{r=R_b}. \quad (3)$$

В качестве величины, определяющей эффективность работы бустера, можно принять отношение G_b полного числа быстрых нейтронов, излучаемых в единицу времени боковой поверхностью зоны b , к аналогичному числу нейтронов, излучаемых мишенью. Если ввести стандартный коэффициент усиления энергии (или коэффициент выигрыша) G_t , равный отношению выходной электрической мощности второй ступени каскада – теплового реактора к мощности, потребляемой ускорителем, то величину G_b можно рассматривать как долю G_t , обусловленную наличием бустера.

Как следует из (1) и (3),

$$G_b = j_b R_b / j r_a = \frac{R_b}{r_a} \left[\frac{J_1(\alpha_b R_b) - \frac{J_0(\alpha_b R'_b)}{N_0(\alpha_b R'_b)} N_1(\alpha_b R_b)}{J_1(\alpha_b r_a) - \frac{J_0(\alpha_b R'_b)}{N_0(\alpha_b R'_b)} N_1(\alpha_b r_a)} \right]. \quad (4)$$

В расчетах использовались одnogрупповые параметры для быстрых реакторов, приведенные в [6] ($M_b^2=300$ см² и $D_b=1,6$ см). Как и в [1], радиус r_a мишени принимался равным 8,5 см.

На рис.2 представлена найденная зависимость коэффициента усиления потока нейтронов G_b от выбранной величины эффективного коэффициента размножения $k_{\text{eff}}^{(b)}$. (Предполагалось, что зона b содержит твэлы типа БГР-300.)

Как следует из приведенных результатов, при глубине подкритичности 0,03 ($k_{\text{eff}}^{(b)} = 0,97$), обеспечивающей полную безопасность ядерных реакторов [7], величина G_b равна примерно 15. То есть именно во столько раз должен будет возрасти при наличии бустера коэффициент усиления энергии G_t по сравнению с аналогичным коэффициентом для одnoreакторных систем с кадмиевым экраном [8].

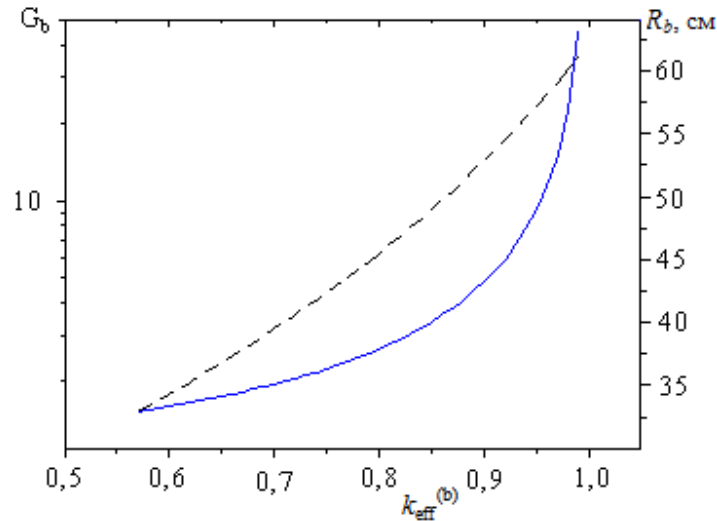


Рис.2. Зависимости коэффициента усиления потока нейтронов G_b (сплошная линия) и радиуса зоны b (пунктирная линия) от эффективного коэффициента размножения $k_{\text{eff}}^{(b)}$ в зоне бустера.

Следует также обратить внимание на эффективность работы описанного бустера и при существенно больших глубинах подкритичности. Так, согласно рис.2, удвоение коэффициента G_T может быть достигнуто уже при $\Delta k^{(b)} \approx 0,3$, т.е. при глубинах подкритичности, при которых бустер трудно назвать полноценным ядерным реактором. (В этих условиях для совокупности блоков a и b больше подошел бы термин “активная мишень”.) В целом, согласно результатам рис.2, выбор режима гарантированной подкритичности для бустера на основе БГР-300, при условии его высокой эффективности, не должен представлять проблем.

Подкритические режимы второй ступени каскада – реактора типа HTGR могут быть исследованы по той же схеме, что и реакторы типа ВВЭР с кадмиевым экраном [8]. То есть мы предполагаем, что материальный параметр и внешний радиус зоны c сохранены такими же, как у реактора HTGR-1160, а заданная глубина подкритичности обеспечивается кадмиевым экраном-вентилем (d) необходимого радиуса. Детали соответствующего одногруппового приближения приведены в [4,8]. Как и в [8], предельная электрическая мощность теплового реактора в подкритическом режиме W_{max} определялась из условия

$$\Phi^{(c)}(r,z) \leq \Phi_{\text{max}}^{(0)}, \quad (5)$$

где $\Phi_{\text{max}}^{(0)}$ – максимальный поток нейтронов при работе аналогичного реактора в номинальном критическом режиме с электрической мощностью W_0 .

На рис.3 приведена зависимость отношения W_{max}/W_0 от эффективного коэффициента размножения $k_{\text{eff}}^{(c)}$ для зоны c .

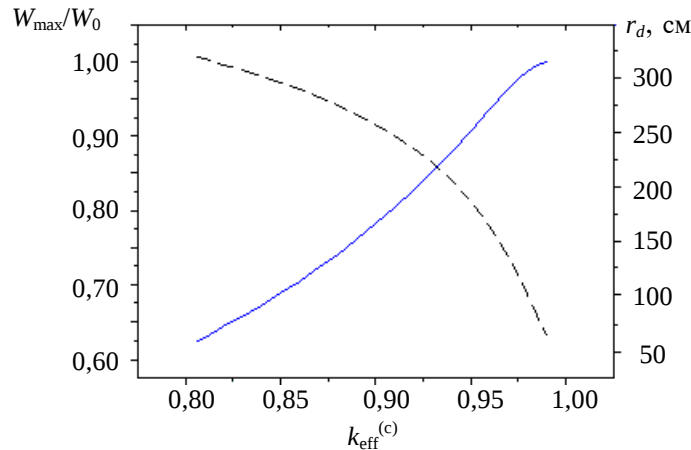


Рис.3. Зависимости отношения $W_{\max}/W_0$ (сплошная линия) и радиуса кадмиевого экрана r_d (пунктирная линия) от эффективного коэффициента размножения $k_{\text{eff}}^{(c)}$ в зоне теплового реактора.

Видно, что задание необходимой глубины подкритичности выбранным методом (т.е. при неизменном материальном параметре активной зоны HTGR) позволяет получать мощности $W_{\max}$, составляющие более 90% номинальной мощности W_0 , вплоть до значений $k_{\text{eff}}^{(c)} = 0,95$. Причина этого эффекта заключается в смещении максимума в распределении нейтронного потока на расстояние r_d от оси активной зоны, при выполнении равенства $\Phi^{(c)}(d, z) = \Phi_{\max}^{(0)}$.

Расчеты коэффициентов усиления энергии G_T и токов ускорителя в максимальном режиме $I_{\max}$ при разных глубинах подкритичности блоков b и c проводились по методике, приведенной в работах [4,8].

Отметим, что в используемой схеме, при сохранении материальных параметров HTGR-1160 и БГР-300 и относительно небольших глубинах подкритичности бустера, оказывается невозможным достижение величины $k_{\text{eff}}^{(c)} = 0,98$, при которой система в целом еще может считаться вполне безопасной [5]. Так, величина $k_{\text{eff}}^{(c)} = 0,98$ соответствует радиусу кадмиевого экрана $r_d = 51,7$ см, что превосходит радиус бустера лишь в случае $k_{\text{eff}}^{(b)} < 0,87$ (см. рис.2,3). Кроме того, необходим еще учет толщины экрана d и толщины корпуса e , обеспечивающего изоляцию блоков b и c . В то же время, уже при $k_{\text{eff}}^{(c)} = 0,975$ и $k_{\text{eff}}^{(b)} \leq k_{\text{eff}}^{(c)}$ размеры всех блоков на рис.1 оказываются совместимыми. Ввиду этого максимальное значение $k_{\text{eff}}^{(c)}$ в основной части расчетов принималось равным 0,975, а режим работы с $k_{\text{eff}}^{(c)} = 0,98$ оценивался лишь для случая $k_{\text{eff}}^{(b)} = 0,7$ (см. ниже).

В табл.1-3 приведены результаты расчетов для величин G_T и $I_{\max}$ при энергии ускоренных протонов $T_p = 960$ МэВ. Предполагалось, что мишень a изготовлена из обедненного урана, для которого выход нейтронов при $T_p = 960$ МэВ принимался равным $n = 38$ нейтрон/протон [9]. (Для мишени другого типа, например, из свинцово-висмутовой эвтектики, результаты для G_T будут пропорциональны усредненной величине n , с учетом элементного состава мишени).

Табл.1

Коэффициенты усиления энергии G_T и токи ускорителя $I_{\max}$ при $k_{\text{eff}}^{(c)} = 0,96$.

$k_{\text{eff}}^{(b)}$	0,96	0,95	0,94	0,93	0,92	0,91	0,90
G_T	100,8	81,4	68,4	59,2	52,3	46,9	42,6
$I_{\max}, \text{mA}$	3,7	4,6	5,5	6,4	7,2	8,0	8,8

Табл.2

Коэффициенты усиления энергии G_T и токи ускорителя $I_{\max}$ при $k_{\text{eff}}^{(c)} = 0,97$.

$k_{\text{eff}}^{(b)}$	0,97	0,96	0,95	0,94	0,93	0,92	0,91	0,90
G_T	181,9	137,6	111,1	99,4	80,8	71,4	64,0	58,1
$I_{\max}, \text{mA}$	2,1	2,8	3,5	3,9	4,8	5,4	6,1	6,7

Табл.3

Коэффициенты усиления энергии G_T и токи ускорителя $I_{\max}$ при $k_{\text{eff}}^{(c)} = 0,975$.

$k_{\text{eff}}^{(b)}$	0,975	0,97	0,96	0,95	0,94	0,93	0,92	0,91	0,90
G_T	272,0	227,6	172,2	139,0	116,9	101,1	89,3	80,1	72,8
$I_{\max}, \text{mA}$	1,4	1,7	2,3	2,8	3,4	3,9	4,4	4,9	5,4

В табл.1-3 приведены лишь данные для случаев $k_{\text{eff}}^{(b)} \leq k_{\text{eff}}^{(c)}$ (очевидно, что активная зона быстрого реактора, как зона “большого риска”, должна работать при глубинах подкритичности не меньших, чем зона теплового реактора).

Из представленных результатов можно сделать вывод о весьма высоких характеристиках рассмотренной подкритической системы как по коэффициенту усиления энергии, так и по токам протонного ускорителя. Сравнение с аналогичными данными [1,2] для каскадных систем с бустером, состоящим из ТВС БН-350, показывает, что по указанным параметрам данная система не существенно уступает системам на основе реакторов типа ВВЭР, обладая в то же время всеми преимуществами реакторов типа HTGR. Особо следует отметить, что расчетные величины $I_{\max}$ технически достижимы на современном уровне ускорительной техники [10].

Важной характеристикой режимов работы бустера является максимальный поток нейтронов $\Phi^{(b)}_{\max}$ в его активной зоне. Данная величина определяет максимальное удельное энерговыделение в объеме бустера, т.е. его энергонапряженность. С другой стороны, как было отмечено выше, уменьшение энергонапряженности по сравнению с ее номинальным значением для реактора БГР-300 позволяет уменьшить в пропорциональное число раз статическое давление теплоносителя – гелия.

В использовавшемся приближении величина $\Phi^{(b)}_{\max}$ определялась с помощью одnogрупповых распределений для нейтронных потоков в зонах b и c , с учетом условий (3) и (5). При оценке необходимого давления гелия принималось, что максимальный поток нейтронов в критическом режиме БГР-300 составляет $10 \cdot 10^{15}$ нейтрон/см²сек, т.е. равен

аналогичной величине для реакторов типа БН [6].

На рис.4 представлены зависимости максимального потока $\Phi^{(b)}_{\max}$ и соответствующего давления гелиевого теплоносителя P_b в активной зоне бустера от величин $k_{\text{eff}}^{(b)}$ при разных значениях $k_{\text{eff}}^{(c)}$.

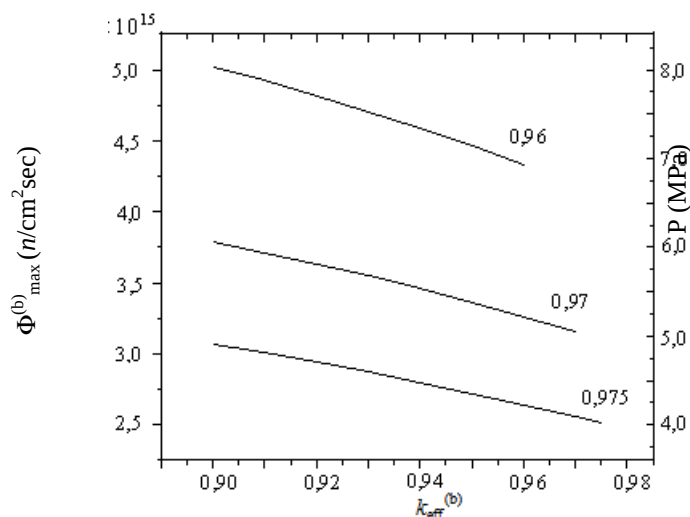


Рис.4. Максимальный поток нейтронов $\Phi^{(b)}_{\max}$ и давление гелиевого теплоносителя P_b в активной зоне быстрого бустера в зависимости от величины $k_{\text{eff}}^{(b)}$ при разных значениях $k_{\text{eff}}^{(c)}$.

Как следует из кривых рис.4, значения P_b всегда оказываются значительно ниже давления, необходимого для работы БГР-300 в номинальном режиме (16 МПа), а при $k_{\text{eff}}^{(c)} \geq 0,97$ — на уровне и даже ниже давления гелия в зоне НТГР (5,1 МПа).

Таким образом, основная проблема быстрых газоохлаждаемых реакторов, связанная с высоким давлением теплоносителя, существенно упрощается в случае использования БГР в качестве бустера для НТГР. Оказывается возможной единая для всего каскада система отвода тепла, с разными скоростями продувки гелия для отдельных блоков. Кроме того, близость давлений в зонах b и c позволяет ограничиться небольшой толщиной корпуса e , со сведением к минимуму потерь быстрых нейтронов (что, очевидно, недостижимо для связки БН-ВВЭР [1,2]).

В заключение рассмотрим характеристики системы при больших глубинах подкритичности бустера $\Delta k^{(b)}$. Исследование подобных режимов представляет интерес с точки зрения обеспечения максимальной безопасности подкритической системы, т.е. ее гарантированной подкритичности при любых теоретически возможных нештатных ситуациях. (В тепловом блоке c в этом случае более целесообразным было бы использование шаровых твэлов [5], что позволило бы достичь минимального запаса реактивности при непрерывной работе реактора).

В табл.4 представлены расчетные данные для каскадной системы БГР-НТГР при $k_{\text{eff}}^{(b)} = 0,7$. В данном случае радиус бустерной зоны составляет

40,5 см (рис.2), и оказывается возможным вариант системы с $k_{\text{eff}}^{(b)} = 0,98$ при $l_a = 51,7$ см.

Табл.4

Основные параметры каскадной системы при $k_{\text{eff}}^{(b)} = 0,7$ и $T_p = 960$ МэВ.

$k_{\text{eff}}^{(c)}$	0,98	0,975	0,97
G_T	37,9	29,3	23,4
I_{max} , мА	10,2	13,2	16,6
$\Phi^{(b)}_{\text{max}}$, п/см ² сек	$2,76 \cdot 10^{15}$	$3,73 \cdot 10^{15}$	$4,62 \cdot 10^{15}$
P_b , МПа	4,4	6,0	7,4

Отметим, что при использовании шаровых твэлов в режиме непрерывной перегрузки топлива в блоке с величина $k_{\text{eff}}^{(c)} = 0,98$ вполне может отвечать требованию гарантированной подкритичности системы (как и, очевидно, $k_{\text{eff}}^{(b)} = 0,7$). В этом случае, при работе в максимальном режиме, электрическая мощность HTGR составит 1145 МВт (см. рис.3), из которых лишь 30 МВт будет расходоваться на питание ускорительного блока. Ясно, что с точки зрения экономичности, с учетом высокого КПД тепловой установки HTGR, такая система вполне приемлема. Единственная проблема здесь может быть связана с относительно высоким током протонного ускорителя – 10,2 мА (вместо, например, $I_{\text{max}} = 1,4$ мА при $k_{\text{eff}}^{(c)} = k_{\text{eff}}^{(b)} = 0,975$), однако это неизбежная цена за обеспечение максимальной безопасности электроядерной системы.

Авторы выражают благодарность С.А.Бзнуни за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.А.Бзнуни, В.М.Жамкобян, А.Г.Худавердян. Атомная энергия, **88**, 316 (2000).
2. С.А.Бзнуни, В.С.Барашенков, В.М.Жамкобян и др. Атомная энергия, **92**, 344 (2002).
3. С.А. Бзнуни, В.С. Барашенков, В.М. Жамкобян и др. ЭЧАЯ, № 4, 498 (2003).
4. A.G. Khudaverdyan, V.M. Zhamkochyan. Choosing the optimal parameters of subcritical reactors driven by accelerators. Preprint ICTP IC/IR/98/1 (1998).
5. Б.А. Дементьев. Ядерные энергетические реакторы. М., Энергоатомиздат, 1990.
6. А. Уолтер, А. Рейнольдс. Реакторы-размножители на быстрых нейтронах. М., Энергоатомиздат, 1986.
7. H.Daniel, Yu.V.Petrov. Nucl. Instr. and Meth., **A373**, 131 (1996).
8. С.А.Бзнуни, В.М.Жамкобян, А.Г.Худавердян. Изв. НАН Армении, Физика, **38**, 335 (2003).
9. Ю.М.Адо и др. Атомная энергия, **38**, 300 (1994).
10. H.Klein. Proc. of the Intern. Linac Conf., 21-26 Aug. 1994. Tsukuba, Japan, v.1, p.322.

ԳԱԶԱՍԱՌԵՅՎՈՂ ԿԱՄԿԱՂԱՅԻՆ ՌԵԱԿՏՈՐ ԵՆԹԱԿՐԻՏԻԿԱԿԱՆ ՌԵԺԻՄԻՄ

Վ.Մ. ԺԱՄԿՈՉՅԱՆ, Ս.Վ. ԺԱՄԿՈՉՅԱՆ

Հետազոտված է գազահովացուցիչ բուստեր-ռեակտոր արագ նեյտրոնների վրա և հիմնական ռեակտոր ջերմային նեյտրոնների վրա ներառող կասկադային էլեկտրամիջուկային էներգիական համակարգը: Որոշված են համակարգի ելքային բնութագրերը, որոնք ստացվում են բավականին բարձր՝ բուստերի ենթակրիտիկության խորությունների լայն ինտերվալում: Ցույց է տրված, որ համակարգի օպտիմալ ենթակրիտիկական ռեժիմների համար գազային ջերմակրիչի ճնշումը կարող է լինել գրեթե հավասար կասկադի բոլոր աստիճանների համար:

GAS-COOLED CASCADE REACTOR IN SUBCRITICAL REGIME

V.M. ZHAMKOCHYAN, S.V. ZHAMKOCHYAN

A cascade electronuclear system including a gas-cooled booster reactor on fast neutrons and main reactor on thermal neutrons is studied. The system output characteristics are determined which find out to be sufficiently high in a wide region of the booster subcriticality levels. It is shown that for optimal subcritical regimes of the system the pressure of the gas coolant may be practically equal for all cascade stages.

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Բ.Ա.Բաղդյան. Մասնիկների անդրադարձման ճառագայթումը անհարթ սահմաններից.	3
Յու.Հ.Ավետիսյան. Տերահերցային ալիքների գեներացումը պարբերական բևեռացված ոչ գծային բյուրեղում օպտիկական ալիքների ոչ կոլիմեար տարածման դեպքում.	8
Ա.Գ.Մարկոսյան. Ատոմների վերշենային իոնիզացիան կուլոնյան ցրման առկայությամբ.	15
Ս.Ս.Իսրայելյան, Խ.Վ.Սեդրակյան. Էլեկտրոնների արագացումը լազերային իմպուլսով փոփոխական բեկման ցուցչով զազային միջավայրում.	23
Ա.Ռ.Մկրտչյան, Ա.Ա.Սահարյան, Վ.Վ.Պարագյան, Ա.Հ.Մկրտչյան, Հ.Հ.Վարդապետյան, Ա.Մ.Սիրունյան, Գ.Գ.Հակոբյան, Ժ.Վ.Մանուկյան. Չայնային ալիքների ազդեցությունը քվարցի միաբյուրեղում էլեկտրոն-պոզիտրոնային զույգերի կոհերենտ ծնման վրա ֆոտոնների 3,5 ԳԷՎ էներգիայի դեպքում.	29
Է.Մ.Հարությունյան, Ա.Հ.Փևորգյան. Գերձայնային դաշտում գտնվող զիրոտրոպ բյուրեղների օպտիկական հատկությունները: I. Դիֆրակցիոն անդրադարձում.	37
Վ.Գ.Բաբաջանյան, Գ.Գ.Դեմիրխանյան. Միջշտարկյան էլեկտրադիպոլային անցումների սպեկտրալ զծորի ուժի հաշվումը լեզիրված միաառանցք բյուրեղներում.	45
Ս.Կ.Բալյան, Լ.Ա.Հարությունյան. Ռենտգենյան փնջի մոդուլումը բյուրեղային ցանցի մոդուլման հիման վրա.	50
Ա.Լ.Խաչատրյան. Էլեկտրական պոտենցիալի բաշխումը $p-i-n$ դիոդում.	56
Ա.Վ.Ծառուկյան, Շ.Ա.Տոնոյան, Ա.Վ.Բաղասյան, Ա.Վ.Գրիգորյան, Ե.Շ.Մամասախլիսով, Վ.Ֆ.Մորոզով. Կենսապոլիմերներում պարույր-կծիկ անցման կարգի պարամետրերը.	63
Վ.Մ.Ժամկոչյան, Ս.Վ.Ժամկոչյան. Գազասառեցվող կասկադային ռեակտոր ենթակրիտիկական ռեժիմում.	69

CONTENTS

R.A.Baghiyan. Reflection radiation of particles from rough interfaces.	3
Yu.H.Avetisyan. Terahertz wave generation in a nonlinear, periodically poled crystal by noncollinearly propagating optical waves.	8
A.G.Markossian. Above-threshold ionization of atoms with allowance for the Coulomb scattering.	15
S.S.Israelyan, Kh.V.Sedrakyan. Acceleration of electrons by the laser pulse in a gaseous medium with a variable refraction index.	23
A.R.Mkrtchyan, A.A.Saharian, V.V.Parazian, A.H.Mkrtchyan, H.H.Vartapetian, A.M.Sirunyan, G.G.Hakobyan, J.V.Manukyan. Influence of acoustic waves on the coherent electron-positron pair creation in a quartz monocrystal for the energy of photons 3.5 GeV.	29
E.M.Harutyunyan, A.H.Gevorgyan. Optical properties of gyrotropic crystals in ultrasound field. I. Diffraction reflection.	37
V.G.Babajanyan, G.G.Demirkhanyan. Calculation of line strengths of inter-Stark electric-dipole transitions in doped uniaxial crystals.	45
M.K.Balyan, L.A.Haroutunyan. Modulation of an X-ray beam by means of crystal lattice modulation.	50
A.L.Khachatryan. Distribution of the electric potential in a $p-i-n$ diode.	56
A.V.Tsarukyan, Sh.A.Tonoyan, A.V.Badasyan, A.V.Grigoryan, E.Sh.Mamasakhlov, V.F.Morozov. Order parameters of helix-coil transition in biopolymers.	63
V.M.Zhamkochyan, S.V.Zhamkochyan. Gas-cooled cascade reactor in subcritical regime.	69

СОДЕРЖАНИЕ

Р.А.Багиян. Отражательное излучение частиц от неровных поверхностей раздела.	3
Ю.О.Аветисян. Генерация терагерцевых волн при неколлинеарном распространении оптических волн в нелинейном, периодически поляризованном кристалле.	8
А.Г.Маркосян. Надпороговая ионизация атомов с учетом кулоновского рассеяния.	15
С.С.Израелян, Х.В.Седракян. Ускорение электронов лазерным импульсом в газовой среде с переменным показателем преломления.	23
А.Р.Мкртчян, А.А.Саарян, В.В.Паразян, А.Г.Мкртчян, Г.А.Вартапетян, А.М.Сирунян, Г.Г.Акопян, Ж.В.Манукян. Воздействие акустических волн на когерентное рождение электрон-позитронных пар в монокристалле кварца при энергии фотонов $E_\gamma=3,5$ ГэВ.	29
Э.М.Арутюнян, А.А.Геворгян. Оптические свойства гиротропных кристаллов в ультразвуковом поле. I. Дифракционное отражение.	37
В.Г.Бабаджанян, Г.Г.Демирханян. Вычисление силы линий межштарковских электродипольных переходов в легированных одноосных кристаллах.	45
М.К.Балян, Л.А.Арутюнян. Модуляция рентгеновского пучка на основе модуляции кристаллической решетки.	50
А.Л.Хачатрян. Распределение электрического потенциала в $p-i-n$ диоде.	56
А.В.Царукян, Ш.А.Тоноян, А.В.Бадасян, А.В.Григорян, Е.Ш.Мамасахлисов, В.Ф.Морозов. Параметры порядка перехода спираль-клубок в биополимерах.	63
В.М.Жамкочян, С.В.Жамкочян. Газоохлаждаемый каскадный реактор в подкритическом режиме.	69

Тираж 150. Сдано в набор 22.12.2005.
 Подписано к печати 27.12.2005. Печ. л. 5.
 Бумага офсетная. Цена договорная.
 Типография НАН РА.
 375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24.