ISSN 0002-3035

10

ФИЗИКА- Эпопи - РНУЗ



45, N4, 2010

ИЗВЕСТИЯ • НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

ՏԵՂԵԿՍՉԻՐ ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱՉԳԱՅԻՆ ԱԿԱՂԵՄԻԱՅԻ

> PROCEEDINGS OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA

2UBUUSUUF 2UULUUTESAFØBUU 9FSAFØBAFUUELF U29UBFU U4U9EUFU НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ АРМЕНИЯ

зълъчиярг известия БРДРЧИ ФИЗИКА

ZUSAL TOM

45

№ 4

22 чии "чыспырель" 2гизигичэльрель издательство "гитутюн" нан ра ъгъчил ереван

2010

© 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

ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈԼԵԳԻԱ

- Վ. Մ. Հարությունյան, գլխավոր խմբագիր
- է. Գ. Շառոյան, գլխավոր խմբագրի տեղակալ
- Ա.Ա.Հախումյան
- Հ. Հ. Վարդապետյան
- Ե. Մ. Ղազարյան
- Ա. Հ. Մելիքյան
- Ա. Ո. 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, Երեան, Մարշալ Բաղրամյան պող., 24-գ։

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

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Վ.Ա. Խաչատրյան. Մեծ հադրոնային կոլայդերի կոմպակտ մյուոնային սոլենոիդ սար-	
քավորման եզրային հադրոնային կալորիմետրի սցինտիլյատորների	
լուսատվու-թյան վրա մագնիսական դաշտի ազդեցությունընը	235
Ա.Մ. Միրունյան, Ա.Ռ. Թումասյան, Վ.Ա. Խաչատրյան, Ս.Ա. Չատրչյան. Պոմերոնի	
պարտոնային կառուցվածքը միապոմերոնային կոշտ փոխանակումից μ+μ– զույ-	
գերի ծնման պրոցեսում CMS (LHC) սարքավորման վրա․․․․․․	243
Ն.Է.Գևորգյան, Ն.Բ.Դաշյան, Ռ.Գ. Փարեմուզյան, Ս.Գ.Ստեփանյան . Էլեկտրոննե-րի և	
պոզիտրոնների գրանցման մեթոդի լավացումը CLAS գրանցիչի էլեկտրամագ-	
նիսական կալորիմետրի օգնությամբ	255
Ա.Ս. Զեյթունյան, Հ.Ռ. Մադաթյան, Գ.Լ. Եսայան, Լ.Խ. Մուրադյան. Ֆեմտովայր-	
կյանային լազերային իմպուլսների դիագնոստիկա՝ հիմնված ոչ գծային-դիս-	
պերսային սիմիլյարիտոնի գեներացման վրա	260
Վ.Լ. Գրիգորյան . Եզրային սպինային վիճակները երկչափ էլեկտրոնային համա-	
կարգերում Զեեմանի էֆեկտի առկայության դեպքում	265
Գ.Ռ. Ջամալյան. Քվանտային կետերով կառուցվածքներում օպտիկական ազդա-	
նշանների ուժեղացման հնարավորության մասին	274
Ա.Հ. Մկրտչյան, Ա.Ա. Ասլանյան, Զ.Գ. Ամիրխանյան, Վ.Ռ. Քոչարյան, Ա.Ե. Մովսիս-	
յան. Ամորֆ կվարցում ռելյատիվիստական էլեկտրոնների օպտիկական ան-	
ցումային ձառագայթումը	278
Ա.Ե. Մովսիսյան. Բյուրեղի ատոսների շեղման ֆունկցիայի հաշվումը ջերմաստի-	0.01
ձանային գրադիենտի առկայության պայմաններում	281
Ա.Մ. Եղիազարյան, Կ.Մ. Գեվորգյան, Ա.Կ. Աթանեսյան. Արատներով միաբյուրեղ-	
ներում դինասիկ ցրված ռենտգենյան ձառագայթների և ջերնային նեյտրոնների	205
ինտենսիվությունների հաշվարկվան նոր մեթոդ	285
Վ.IF. Քոչարյան, IF.C. Ալեքսանյան, Կ.Կ. Թրունի. Բյուրեղներում ռենտգենյան ձա-	
ազայթսերը՝ ըստերֆերեսցիու վլաստաս գործավիցը ջերսայիս գրադրեստի	200
	290
υ	200
սաստրձասայրս կախկածությաս ռեստգեսաչափակաս ուսուսնասիրությունը	298

CONTENTS

235
243
255
233
260 265
203 274
278
201
285
298

СОДЕРЖАНИЕ

В.А. Хачатрян. Влияние магнитного поля на светосбор со сцинтилляторов	
адронных калориметров торцевых частей установки компактный	
мюонный соленоид на Большом Адронном Коллайдере	235
А.М. Сирунян, А.Р. Тумасян, В.А. Хачатрян, С.А. Чатрчян, Партонная	
структура померона в процессе жесткого однопомеронного обмена с	
структура померона в процессе жесткого однопомеронного обмена с померонного обмена с CMS (LHC)	242
рождением μ μ пар на установке СМІЗ (LHC)	243
Н.Э. Геворгян, Н.Б. Дашян, Р.Г. Паремузян, С.Г. Степанян.	
Усовершенствование методики идентификации электронов и позитронов	
с помощью электромагнитного калориметра установки CLAS	255
А.С. Зейтунян, А.Р. Мадатян, Г.Л. Есаян, Л.Х. Мурадян. Диагностика	
фемтосекундных лазерных импульсов на основе генерации нелинейно-	
дисперсионного симиляритона	260
В.Л. Григорян. Краевые спиновые состояния в лвумерных электронных	
системах при налинии эффекта Зеемана	265
$\mathbf{\Gamma} \mathbf{P}$ Theorem and the second 	205
изантарияни собусилении оптического сигнала в структурах с	274
квантовыми точками.	274
А.І. МКРТЧЯН, А.А. АСЛАНЯН, З.І. АМИРХАНЯН, В.Р. КОЧАРЯН, А.Е.	
Мовсисян. Оптическое переходное излучение релятивистских	
электронов в аморфном кварце	278
А.Е. Мовсисян. Расчет функции смещения атомов кристалла при наличии	
температурного градиента	281
А.М. Егиазарян, К.М. Геворкян, А.К. Атанесян. Новый метод вычисления	
интенсивностей рентгеновских лучей и тепловых нейтронов.	
линамически рассеянных в монокристаллах с лефектами	285
В Р Конаран Р III Алексанан КГ Труни Интерференционный	200
коэффициент поглощения рентеновских лучей в кристаллах при	200
наличии температурного градиента	290
А.А. Мартиросян. Рентгенографическое исследование температурной	• • -
зависимости надмолекулярной структуры полихлоропрена наирит	298

Заказ № 264 Тираж 150. Сдано в набор 27.03.2010. Подписано к печати 02.04.2010. Печ. л. 4.5. Бумага офсетная. Цена договорная. Типография НАН РА. Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24. УДК 539.12

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА СВЕТОСБОР СО СЦИНТИЛЛЯТОРОВ АДРОННЫХ КАЛОРИМЕТРОВ ТОРЦЕВЫХ ЧАСТЕЙ УСТАНОВКИ КОМПАКТНЫЙ МЮОННЫЙ СОЛЕНОИД НА БОЛЬШОМ АДРОННОМ КОЛЛАЙДЕРЕ

В.А. ХАЧАТРЯН

Ереванский физический институт им. А.И. Алиханяна, Армения

(Поступила в редакцию 23 февраля 2010 г.)

Исследовано влияние магнитного поля на светосбор со сцинтилляторов торцевых адронных калориметров установки Компактный Мюонный Соленоид (CMS) на Большом Адронном Коллайдере (LHC). Экспериментальные исследования проводились на мюонах космических лучей в реальной конфигурации установки CMS при включенном магнитном поле (B = 3.8 Tл) и без него. Показано, что магнитное поле увеличивает светосбор со сцинтилляторов на 8.4%.

1. Введение

С помощью нового поколения физических установок на Большом Адронном Коллайдере, созданных в Европейском Центре Ядерных Исследований (CERN), может быть решен вопрос о существовании бозона Хиггса, одного из важнейших элементов Стандартной Модели, а также суперсимметричных частиц, дополнительных тяжелых калибровочных бозонов, возбужденных резонансных состояний гравитона и выполнена широкая программа физических исследований [1]. Установка Компактный Мюонный Соленоид (CMS) [2] длиной 21.6 м и диаметром 14.6 м состоит из внутреннего трекера, электромагнитных и адронных калориметров, магнитного соленоида с полем 4 Тл и системы мюонных детекторов. На рис.1 показана схема CMS со следующими обозначениями: HF – передние адронные калориметры, ME – торцевые мюонные камеры, HE – торцевые адронные калориметры, EE – торцевые электромагнитные калориметры, HB – баррельные адронные калориметры, EB – баррельные электромагнитные калориметры, Тгаскег – трекер, MB – баррельные мюонные камеры, Magnet – магнит, ME1/1 – первые станции торцевых мюонных камер.

Адронный калориметр (HCAL) и электромагнитный (ECAL) вместе составляют калориметрическую систему CMS для измерения энергий адронов, электронов и фотонов. Они предназначены для регистрации струй и восстановления недостающей поперечной энергии. Баррельная и торцевые части калориметра находятся в магнитном поле соленоида (B = 3.8 Tл) и покрывают, соответственно, области псевдобыстрот $|\eta| > 1.3$ и $1.3 < |\eta| < 3$ ($\eta = -\ln(tg(\theta/2))$), а

передние находятся на расстоянии 11.2 м от точки взаимодействия и покрывают $3.0 < |\eta| < 5.0$. Торцевые адронные калориметры состоят из 2304 башен, каждая из которых содержит 18 плоскостей латунных поглотителей толщиной 78 мм и 19 слоев сцинтилляторов толщиной 3.7 мм.



Рис.1. Схема Компактного Мюонного Соленоида.

Калибровка адронного калориметра HCAL до запуска LHC включала следующие этапы: 1) выравнивание сигналов (внутренняя калибровка) башен полномасштабного прототипа HCAL на пучках мюонов, электронов и пионов различной энергии; 2) исследование отклика сцинтилляторов прототипа HCAL при облучении их радиоактивным источником; 3) вычисление коэффициента преобразования амплитуд (в ГэВ) для пионов с энергией 50 ГэВ; 4) перенос калибровок с прототипа на реальный HCAL с использованием результатов облучения радиоактивным источником; 5) корректировка калибровки с учетом влияния магнитного поля на светосбор со сцинтилляторов.

Начиная с 2008 г., когда установка CMS была практически полностью смонтирована, проводилось непрерывное тестирование ее подсистем с использованием мюонов космических лучей. В период так называемых CRAFT (Cosmic Run At Four Tesla) экспериментов варьировалось магнитное поле, что обеспечило решение поставленной задачи.

2. Исследование влияния магнитного поля на светосбор со сцинтилляторов НЕ

В 1995 г., используя электронные, мюонные и адронные пучки с энергиями от 15 до 375 ГэВ (SPS, CERN), на прототипах адронного калориметра исследовалось влияние магнитного поля до 3 Тл. Было показано, что в магнитном поле световыход сцинтиллятора увеличивается пропорционально росту поля до 1.5 Тл и далее увеличения сигнала не наблюдается. В районе плато увеличение светосбора составляет примерно 6% [3]. В работе [4] показана зависимость эффекта для различных типов сцинтилляторов. Необходимость повторных измерений была вызвана тем, что в 1995 г. не оценивалось влияние магнитного поля на электронику (HPD – Hybride Photo Diode) HCAL. В 2008 г. были выполнены измерения CRAFT в реальной конфигурации установки CMS с магнитным полем 3.8 Тл.

Было проанализировано примерно 17 млн. космических мюонов без магнитного поля и более чем 100 млн. мюонов с магнитным полем. Анализ проводился по следующей схеме: 1) выравнивание энергетических спектров мюонов для B = 3.8 Тл и B = 0 Тл; 2) восстановление траектории мюонов; 3) реконструкция энергетических потерь в НЕ путем суммирования энергий в башнях, пересекаемых траекторией мюона и сравнение положения пика энергетических потерь для B = 0 и B = 3.8 Тл.

2.1. Выравнивание энергетических спектров анализируемых мюонов для B = 3.8 Тл и B = 0

В случае B = 0 невозможно оценить импульс мюона. Для решения этой проблемы анализировались только мюоны, пересекающие полностью объем CMS из зоны взаимодействия пучков. Далее, используя алгоритм моделирования [5], рассчитывался спектр энергетических потерь в различных областях CMS (см. рис.2). Анализ спектров показал, что пик энергетических потерь находится в области 7 ГэВ. Условие регистрации мюонов для B = 0 в последних мюонных станциях автоматически соответствует требованию, чтобы величина импульса в центральной части CMS была не менее 7 ГэВ/с.



Рис.2. Энергетические потери мюонов в барельных (а) и торцевых (b) поддетекторах, полученные при моделировании с исходным спектром космических мюонов.

В случае B = 3.8 Тл для последующего анализа использовались мюоны с импульсом не менее 7 ГэВ/*c*, который оценивался из данных с центрального трекера.

Следует также отметить, что введение нижней границы на импульс мюона (> 7 ГэВ/с) обеспечивает качественную экстраполяцию трека из ME1/1 в HE для случая B = 0, так как в этом случае эффект многократного кулоновского рассеяния незначителен.

2.2. Восстановление траектории мюонов

Для анализа использовались мюоны, зарегистрированные в торцевых мюонных станциях с обязательным прохождением через ME1/1, наиболее близкой к HE. Экстраполируя траекторию мюона в HE, проверялось условие ее пересечения всего калориметра (передние и задние плоскости). Далее рассчитывались энергетические потери в соответствующих башнях и результаты суммировались. Поскольку импульсы зарегистрированных мюонов составляли не менее 7 ГэВ/*с*, эффектом многократного кулоновского рассеяния можно было пренебречь и с хорошей точностью считать, что в случае B = 0 x(z) и y(z) – зависимости линейные (прямые) и квадратичные (параболы) для B = 3.8 Тл.

Таким образом, имея координаты мюона и выбирая необходимую модель трека, с помощью уравнений (1) можно найти параметры a_i и b_i из условия минимума χ^2 (метод наименьших квадратов) [6] :

$$\begin{cases} \chi_x^2 = \sum_{i=1}^n \left[\left(x_i - x(z_i, a_0, ..., a_{k-1}) \right) / \sigma_i \right]^2, \\ \chi_y^2 = \sum_{i=1}^n \left[\left(y_i - y(z_i, b_0, ..., b_{k-1}) \right) / \sigma_i \right]^2, \end{cases}$$
(1)

где *n* – число измерений на траектории мюонов, x_i , y_i , z_i – реконструированные пространственные координаты мюонов, σ_i – точность измерения координат. Принимая во внимание, что вторые производные по a_i и b_i уравнений (1) для выбранных зависимостей x(z) и y(z) всегда положительны и решая систему уравнений $\partial \chi^2 / \partial a_i = \partial \chi^2 / \partial b_i = 0$, находим минимумы χ^2 :

а) B = 0, k = 2 ($x = a_1 z + a_0$ и $y = b_1 z + b_0$), из уравнений (1) получаем

$$\begin{cases} a_1 \sum_{i=1}^n z_i + a_0 n = \sum_{i=1}^n x_i, \\ a_1 \sum_{i=1}^n z_i^2 + a_0 \sum_{i=1}^n z_i = \sum_{i=1}^n z_i x_i; \end{cases}$$
(2)

б) B = 3.8 Тл, k = 3 ($x = a_2 z^2 + a_1 z + a_0$, $y = b_2 z^2 + b_1 z + b_0$), $\partial \chi^2 / \partial a_i = 0$ дает

$$\begin{cases} a_{2}\sum_{i=1}^{n} z_{i}^{2} + a_{1}\sum_{i=1}^{n} z_{i} + a_{0}n = \sum_{i=1}^{n} x_{i}, \\ a_{2}\sum_{i=1}^{n} z_{i}^{3} + a_{1}\sum_{i=1}^{n} z_{i}^{2} + a_{0}\sum_{i=1}^{n} z_{i} = \sum_{i=1}^{n} z_{i}x_{i}, \\ a_{2}\sum_{i=1}^{n} z_{i}^{4} + a_{1}\sum_{i=1}^{n} z_{i}^{3} + a_{0}\sum_{i=1}^{n} z_{i}^{2} = \sum_{i=1}^{n} z_{i}^{2}x_{i}. \end{cases}$$
(3)

Для случая B = 3.8 Тл мюоны анализировались по координатам как в ME1/1, так и в центральном трекере. Далее, с целью улучшения модели восстановления трека в объеме НЕ, методом Рунге–Кутта [7], используя карту магнитного поля и реконструированный импульс мюона, находились координаты пересечения трека из центрального трекера с поверхностью НЕ ($z \approx 400$ см) путем решения системы уравнений (4) с шагом $\Delta z \approx 1$ см (соответственно, $\Delta t = |P/P_z| \Delta z/c$):

$$\begin{cases} \dot{P}_{x_{i}} = \frac{ec}{E} \left(P_{y_{i}} H_{z_{i}} - P_{z_{i}} H_{y_{i}} \right), \\ \dot{P}_{y_{i}} = \frac{ec}{E} \left(P_{z_{i}} H_{x_{i}} - P_{x_{i}} H_{z_{i}} \right), \\ \dot{P}_{z_{i}} = \frac{ec}{E} \left(P_{x_{i}} H_{y_{i}} - P_{y_{i}} H_{x_{i}} \right), \\ \dot{x}_{i} = \frac{c^{2}}{E} P_{x_{i}}, \\ \dot{y}_{i} = \frac{c^{2}}{E} P_{y_{i}}, \\ \dot{z}_{i} = \frac{c^{2}}{E} P_{z_{i}}, \end{cases}$$
(4)

где $P_{x, y, z}$ и $H_{x, y, z}$ – проекции импульса мюона и магнитного поля, E – энергия мюона. Отсюда находим значения проекции импульсов и координат на следующем шаге:

$$\begin{cases}
P_{x_{i+1}} = \dot{P}_{x_i} \Delta t, \\
P_{y_{i+1}} = \dot{P}_{y_i} \Delta t, \\
P_{z_{i+1}} = \dot{P}_{z_i} \Delta t, \\
x_{i+1} = \dot{x}_i \Delta t, \\
y_{i+1} = \dot{y}_i \Delta t, \\
z_{i+1} = \dot{z}_i \Delta t.
\end{cases}$$
(5)

Эти дополнительные координаты необходимы для заполнения промежутка между центральным трекером ($Z_{max} = 270$ см) и ближайшей мюонной станцией (ME1/1, $Z_{min} = 580$ см). Такие дополнения к множеству координат из системы уравнений (3) заметно улучшают качество решения задачи.

2.3. Сравнение положения пиков энергетических потерь мюонов в НЕ

Имея траекторию мюона, пересекающего башни, и зная, через какие башни НЕ он прошел, были вычислены суммарные энергетические потери E_0 . На рис.3 и 4 показаны распределения энергетических потерь, нормированные на

длину траектории в НЕ $E = E_0 \frac{\Delta z}{L}$, где $L = \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} \frac{d\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}{dz} dz$, $\Delta z = z_{\max} - z_{\min}$





Рис.3. Распределение энергетических потерь мюонов в левой части торцевых адронных калориметров CMS, HE(-). (а) и (с) – распределения верхних частей, соответственно, для B = 3.8 Тл и B = 0, а (b) и (d) – нижних частей.

Для оценки эффекта влияния магнитного поля на светосбор со сцинтилляторов НЕ выполнена подгонка полученных распределений в области пика функцией Гаусса (численные значения приведены в табл.1).

Отношение соответствующих значений с магнитным полем и без него дают численное значение эффекта влияния поля (см. рис.5). Как видно из рисунка, эти отношения близки к единице.

	Среднее значение (3.8 Тесла)	Среднее значение (0 Тесла)
НЕ(+) верхние	2.853 ± 0.018	2.789 ± 0.041
НЕ(+) нижние	2.874 ± 0.022	2.826 ± 0.036
НЕ(-) верхние	2.926 ± 0.018	2.969 ± 0.036
НЕ(-) нижние	2.684 ± 0.020	2.701 ± 0.031

Табл. 1.



Рис.4. Распределение энергетических потерь мюонов в правой части торцевых адронных калориметров CMS, HE(+). (а) и (с) – распределения верхних частей, соответственно, для B = 3.8 Тл и B = 0, a (b) и (d) – нижних.



Рис.5. Отношение средних значений энергетических потерь в разных частях НЕ.

Следует отметить, что положения пиков в распределениях энергетических потерь при наличии и отсутствии магнитного поля отличались друг от друга на 8%. Таким образом, суммарный (электроника и сцинтиллятор) эффект влияния

магнитного поля составляет 8.4% $(1.00327(\pm 0.0116) \times 1.08 = 1.0835 (\pm 0.0125))$, что согласуется с аналогичными исследованиями на радиоактивном источнике 2005 г. [8]. Принимая во внимание вышесказанное, можно сделать вывод о хорошем совпадении результатов наших исследований с результатами 1995 и 2005 гг.

3. Заключение

Выполнено экспериментальное исследование влияния магнитного поля CMS на светосбор сцинтилляторов торцевых адронных калориметров. Показано, что суммарный (электроника и сцинтиллятор) эффект влияния магнитного поля составляет 8.4%, что хорошо согласуется с аналогичными исследованиями 1995 и 2005 гг. Полученный поправочный коэффициент НЕ уже используется в реальных измерениях с пучками LHC.

Автор считает приятным долгом выразить благодарность П.В. Мойсензу (ОИЯИ) за совместный анализ данных эксперимента CRAFT на установке CMS-LHC с использованием мюонов космических лучей, И.А. Голутвину, А.В. Зарубину (ОИЯИ) и А.М. Сируняну (ЕрФИ) за поддержку и постоянный интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. G.L.Bayatian et al. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 34, 995 (2007).
- 2. R.Adolphi et al. Journal of Instrumentation (JINST), 3, S08004 (2008).
- 3. V.Abramov et al. NIM A, 457, 75 (2001).
- 4. **B.Maurizio et al.** NIM A, **386**, 301 (1997).
- 5. Geant4 User's Documents. http://geant4.web.cern.ch/geant4/G4UsersDocuments/Overview/html/index.html
- H.William Press et al. Modeling of Data, Numerical Recipes in C: The Art of Scientific Computing (ISBN 0-521-43108-5).
- 7. A.Sirunyan et al. Preprint YERPHI-491, 34 (1981).
- 8. **P.Moisenz.** Magnetic field effects on calibration constants HE, CMS Week, CERN, Geneva, 2006. http://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=82&sessionId=5&resId =1&materialId=slides&confId=8832.

MAGNETIC FIELD INFLUENCE ON SCINTILLATORS BRIGHTENING OF COMPACT MUON SOLENOIDS ENDCAP HADRON CALORIMETERS ON THE LARGE HADRON COLLIDER

V.A. KHACHATRYAN

The magnetic field influence on scintillators brightening of Compact Muon Solenoids (CMS) endcap hadron calorimeters on the Large Hadron Collider (LHC) has been investigated. The experimental investigations were performed using cosmic rays muons in the CMS detector including magnetic field (B = 3.8 T) and without that. It is shown that the scintillators brightening in the magnetic field increases by 8.4%.

УДК 539.12

ПАРТОННАЯ СТРУКТУРА ПОМЕРОНА В ПРОЦЕССЕ ЖЕСТКОГО ОДНОПОМЕРОННОГО ОБМЕНА С РОЖДЕНИЕМ $\mu^+\mu^-$ ПАР НА УСТАНОВКЕ СМЅ (LHC)

А.М. СИРУНЯН, А.Р. ТУМАСЯН, В.А. ХАЧАТРЯН, С.А. ЧАТРЧЯН

Ереванский физический институт им. А.И. Алиханяна, Армения

(Поступила в редакцию 2 марта 2010 г.)

Исследовано рождение $\mu^+\mu^-$ пары в процессе жесткого однопомеронного обмена протонов на установке CMS в диапазоне энергий ускорителя LHC $\sqrt{s} = 7$ и 14 ТэВ. Описан метод оценки вклада валентных кварк-антикварковых партонов в помероне. Выполнены расчеты вклада кварк-антикварковой компоненты партонной структуры померона и проведено сравнение с партонными распределениями, предложенными коллаборацией H1 (DESY). Оценки показывают, что вклад валентных кварков и антикварков в партонное распределение померона не превосходит 5%. Выполнена также реконструкция изучаемых событий жесткого однопомеронного обмена с использованием пакета CMSSW. Показано, что описанный метод оценки партонных вкладов в померонную структуру может быть применен на установке CMS с первого же дня работы ускорителя.

1. Введение

Предложенная впервые И.Я. Померанчуком в 1958 г. гипотеза померона использовалась для объяснения поведения полного поперечного сечения адронадронных взаимодействий в пределе высоких энергий [1]. Свое дальнейшее развитие эта гипотеза нашла в теории Редже, в которой померон – это "бесцветный" сильно-взаимодействующий объект с квантовыми числами вакуума, которому соответствует траектория $\alpha_{\text{Pom}}(t) = \alpha_{\text{Pom}}(0) + \alpha' t$, где $\alpha_{\text{Pom}}(0) \approx 1$, $\alpha' \approx 0.25 \ \Gamma \ \text{эB}^{-2}$, а t – квадрат переданного импульса [2].

В 1985 г. Г.Ингелман и П.Шлейн выдвинули предположение о наличии у померона внутренней, "партонной" структуры [3]. Последующие эксперименты в области физики элементарных частиц при высоких энергиях [4–8] подтвердили справедливость такого предположения. Помимо гипотезы о наличии у померона партонной структуры, был также предложен вид самой структурной функции F_2^D :

$$F_2^D(\xi, t, z, Q^2) = F_{\text{Pom}/p}(\xi, t) \otimes P_{g/\text{Pom}}(z, Q^2),$$

т.е. структурная функция померона может быть представлена в виде произведения функции распределения партонов в помероне $P_{g/Pom}(z,Q^2)$ на фактор $F_{Pom/p}(\xi,t)$ – гипотеза жесткой факторизации [9,10]. Необходимо

отметить, что существует большое число работ, в которых гипотеза жесткой факторизации померонной структурной функции подвергается критическому анализу (см., например, [11]), но даже в этом случае эффект от нарушения факторизации может быть достаточно мал при рассматриваемых энергиях [12].

На сегодняшний день нет однозначного мнения о партонной структуре померона, аналогичного тому, какое имеется о структуре мезонов или барионов. Предположение о том, что померон состоит из мягких (морских) и жестких (валентных) партонов (кварков, антикварков и глюонов) нуждается в дальнейшем уточнении партонного состава и вклада отдельных компонент. Очевидно, что в зависимости от состава партонов и их вклада в померонную структурную функцию поперечное сечение одного и того же процесса, идущего через померонный обмен, будет разным.

С целью изучения партонной структуры померона был выбран процесс рождения мюон-антимюонной пары при жестком однопомеронном обмене (ОПО) протонов. Характерная структура события с жестким ОПО показана на рис.1. Дифракционно рассеянный протон (или продукты дифракционной диссоциации протона) занимает узкую область фазового пространства, слегка первоначального направления отклоняясь ОТ движения И формируя дифракционный конус, в котором выделяется не менее 90% начальной энергии протона. Продукты жесткого взаимодействия померона со вторым протоном отделенными ОТ дифракционного конуса интервалом в оказываются пространстве псевдобыстрот, в котором нет или же крайне мало присутствие адронов – так называемая "быстротная щель" (RG). Существование таких областей обусловлено обменом "бесцветными" объектами (фотоном, W-, Zбозонами и, в частности, помероном [13]). Условием, при котором происходит дифракционное взаимодействие, является требование, чтобы жесткое продольный импульс протона после рассеяния составлял не менее 90% от начального, т.е. $x_F \ge 0.9$, где $x_F - \phi$ ейнмановская переменная. Ожидаемая при энергиях LHC доля событий ОПО протонов оценивается в ~10-15% от полного числа событий (см. [14,15]).



Рис.1. Типичная структура процесса жесткого однопомеронного обмена.

В настоящей работе исследуется распределение партонов в помероне $P_{g/Pom}(z,Q^2)$ на примере рождения $\mu^+\mu^-$ пары в процессе жесткого

однопомеронного обмена протонов при энергиях ускорителя LHC ($\sqrt{s} = 7$ и 14 ТэВ). Делается упор на возможность экспериментального исследования партонных распределений на установке CMS. Достоинством этого процесса является тот факт, что он может быть изучен (набор статистики), начиная с первых дней функционирования ускорителя LHC и установки CMS.

2. Рождение мюон-антимюонной пары в ОПО

В работе исследована партонная структура померона, в частности, кваркантикварковый вклад в нее на установке CMS. С этой целью рассмотрено образование $\mu^+\mu^-$ пары в процессе жесткого однопомеронного рассеяния протонов:

$$p + p \to p + \gamma/Z \to \mu^+ + \mu^- + X. \tag{1}$$

В нулевом порядке по α_s такой процесс происходит исключительно от взаимодействия кварка с антикварком (см. рис.2). Этот процесс имеет ясную и достаточно простую сигнатуру (как и любой квантово-электродинамический процесс) и отработанную методику разрешения проблем, связанных с отношением сигнал/фон.



Рис.2. Фейнмановская диаграмма, описывающая процесс рождения пары $\mu^+\mu^-$ в нулевом порядке по α_s .

Характерными чертами процесса ОПО по сравнению с изученным ранее процессом жесткого двухпомеронного обмена (ОДО) [16] являются: 1) более высокая по сравнению с ОДО энергия взаимодействия в центральной области быстрот, 2) "линейная" зависимость сечения взаимодействия от "померонной структурной функции", 3) ОПО событие полностью охватывается комплексом установок CMS + CASTOR + TOTEM/ZDC.

2.1. Функции партонных распределений

По аналогии с работой [16] представим партонную функцию померона в виде суперпозиции двух "затравочных" функций: "валентной" и "морской". Определение "затравочных" функций достаточно условно и следует из наиболее общих положений, накладываемых на функции партонных распределений. Так, типичная "валентная" затравочная функция должна иметь вид $zP_{hard}(z) = z(1-z)$, который обеспечивает обнуление функции при $z \rightarrow 1$, а также пренебрежимо малый вклад в области "морских" партонов (т.е. в области $z \rightarrow 0$). Аналогичным образом, "затравочное" "морское" распределение должно иметь вид $zP_{soft}(z) = z^{-1}(1-z)$, чтобы демонстрировать противоположное "валентному" поведение (т.е. рост вклада в области малых z и его падение при приближении к валентной области), при этом также обеспечивая обнуление функции при $z \rightarrow 1$.

Исходя из этих предположений, нами были выбраны следующие "затравочные" партонные функции:

$$zP_{\rm hard}\left(z,Q_0^2\right) = N_{\rm h}z\left(1-z\right) \tag{2}$$

- жесткая ("валентная") и

$$zP_{\text{soft}}\left(z,Q_{0}^{2}\right) = N_{s} / z^{0.01} \left(1-z\right)^{10} \left(1-2z^{0.5}\right)^{2}$$
(3)

– мягкая ("морская"). Здесь $Q_0^2 = 2 \ \Gamma \Im B^2$, N_h и N_s – нормировочные константы. Выбор этих распределений не является уникальным и в первую очередь обусловлен желанием разделить "морскую" и "валентную" области по *z*. В данном случае пограничная область лежит в области *z* = 0.1, что приблизительно соответствует условию рождения Z^0 -бозона на массовой поверхности.

Нормировочные константы в (2) и (3) определяются из условия ограничения, накладываемого на полный вклад кварк-антикварковой компоненты в импульс померона:

$$N_d \int_0^1 z P_d(z, Q_0^2) = A_d, \qquad (4)$$

где d = s, h для мягкого и жесткого распределений, соответственно (о величине A_d см. далее).

Беря за основу "затравочные" функции, далее можно определить наборы исследуемых партонных распределений (см. табл.1).

Табл.1. Наборы функций партонных распределений в помероне $zP(z,Q_0^2)$. Здесь P = G, S, C, B, T обозначают кварковые ароматы. Предполагается также, что кварковые и антикварковые распределения совпадают.

Партон	Набор 1	Набор 2	Набор 3
$zU(z,Q_0^2)$	$P_{ m soft}$	$P_{ m hard}$	$P_{\rm hard} + P_{\rm soft}$
$zD(z,Q_0^2)$	$P_{ m soft}$	$P_{ m hard}$	$P_{\rm hard} + P_{\rm soft}$
$zP(z,Q_0^2)$	0	0	0

В табл.1 *U* и *D* обозначают соответствующие кварковые ароматы. Распределения для антикварков совпадают с соответствующими кварковыми. *Р* обозначает *G*, *S*, *C*, *B*, *T* кварки-партоны.

При расчетах были использованы также протонные партонные распределения, взятые из [17]. Из-за имеющейся неопределенности в партонных распределениях протонов при малых *x* был выбран набор партонных распределений протонов с усредненным поведением СТЕQ 5M [17].

2.2. Генерация события ОПО

Наборы 1–3 партонных распределений в помероне совместно с набором СТЕQ 5М протонных распределений были использованы при генерации 50000 событий образования $\mu^+\mu^-$ пар в процессе ОПО протонов (1) при энергиях \sqrt{s} = 7 и 14 ТэВ. Сама генерация событий проводилась с помощью связки Монте-Карло генераторов POMWIG 2.0 beta [18] и HERWIG 6.510 [19]. С целью имитации экспериментальных данных были рассмотрены также партонные распределения померона, предложенные коллаборацией H1 ("H1 2006 A" [20]). В табл.2 приведены значения полных поперечных сечений процесса (1), полученные для наборов 1–3 и "H1 2006 A".

Табл.2. Полные поперечные сечения процесса (1), полученные для параметризаций 1–3 партонных распределений (см. табл.1) (нормировочные константы $N_d = 1$) и для распределения "H1 2006 A" при энергиях LHC.

Набор	$\sigma \pm \Delta \sigma$ (пб), 7 ТэВ	$\sigma \pm \Delta \sigma$ (пб), 14 ТэВ
Набор 1 (мягкое)	1364 ± 0.4	2949 ± 8
Набор 2 (жесткое)	1416 ± 0.8	2610 ± 5
Набор 3 (суперпоз.)	2771 ± 3.7	5573 ± 10
H1 2006 A	310 ± 0.05	606.7 ± 1



Рис.3. Распределения по поперечному импульсу p_t и псевдобыстроте η сгенерированных в процессе (1) мюонов и антимюонов с использованием наборов 1–3 и "Н1 2006 А" параметризаций партонных

247

распределений в помероне, при энергиях $\sqrt{s} = 7$ (сверху) и 14 ТэВ (снизу).

В расчетах полных поперечных сечений использовалось $N_d = 1$ (N_d – нормировочные константы в (2) и (3), d = s, h).

На рис.3 приведены распределения по поперечному импульсу и псевдобыстроте мюонов и антимюонов, рожденных в процессе (1), полученные для рассматриваемых партонных распределений при $\sqrt{s} = 7$ и 14 ТэВ.

Сравнение распределений по η и p_t для различных энергий взаимодействия, доступных на ускорителе LHC ($\sqrt{s} = 7$ и 14 ТэВ) не выявило сколько-нибудь заметной зависимости этих распределений от энергии взаимодействия. Это позволяет надеяться на то, что процесс (1) может быть изучен, начиная с первых дней функционирования ускорителя и детекторов вне зависимости от энергии протонных пучков. Из полученных распределений также видно, что все продукты процесса (1) лежат в области, охватываемой связкой детекторов CMS/CASTOR/ZDC(TOTEM), что заметно улучшает условия регистрации всего события.

Из сравнения кривых на рис.3 видно, что распределения, содержащие жесткие кварки и антикварки, согласуются с полученными экспериментальным путем распределениями ("H1 2006 A"). Заметим, что рождение мюон-антимюонных пар на массовой поверхности Z-бозонов наиболее чувствительно к "валентным" распределениям. Основной вклад в этом случае идет из области $1 \ge z \ge z_{\min} = M_Z / \sqrt{s_{\text{Pom}}} \approx 0.065$. Поэтому можно утверждать, что жесткая кваркантикварковая компонента имеет заметный вклад в померонную структуру, а сам померон имеет схожее с мезонами внутреннее строение.

2.3. Кварк-антикварковый вклад в партонную структуру померона

Определим нормировочные константы $N_{h,s}$ в (4). С этой целью приравняем поочередно полные поперечные сечения, полученные для наборов 1– 3 к полному сечению, полученному для "H1 2006 A" (см. табл.2). Поскольку рассматривается процесс однопомеронного обмена, то все эти сечения будут пропорциональны нормировочным константам $N_{h,s}$. Тогда имеем

$$N_i \sigma_{\text{Set }i} = \sigma_{\text{H1 2006 }A},\tag{5}$$

где i = 1, 2, 3. Из условия (5) можно получить значения нормировочных констант $N_{d,i}$. Далее, интегрируя функцию (4), можно вычислить значения A_d , которые и определяют вклад партонной компоненты в структуру померона.

Как было отмечено выше, набор 2 наиболее близко описывает "экспериментальные" данные. Для него мы получаем $A_h \sim 4-5\%$, т.е. вклад валентной кварковой (антикварковой) компоненты в партонную структуру померона составляет приблизительно 5%. Этот вывод согласуется с предыдущими результатами (см. [16]) и мезоноподобным представлением о структуре померона [21]. Интересен тот факт, что значение нормировочной константы $N_h \sim 0.23$ очень близко к значению 0.25, которое может быть получено в пределе киральной симметрии, предполагая вклад от двух кварковых ароматов. Следует также отметить, что полученные результаты не зависят от выбора партонных распределений в протоне.

3. Реконструкция событий с помощью CMSSW

Для реконструкции нас будут интересовать только мюонные пары, рожденные от γ/Z . Для идентификации дифракционного процесса расположение быстротной щели выбрано за пределами установки CASTOR. При этом CASTOR вместе с ZDC (калориметр нулевого угла) достаточны для достоверной индикации отсутствия вторичных частиц внутри щели. Мюонная система установки CMS распределена между двумя основными частями: "баррельной" ($|\eta| < 1.5$) и "торцевой" ($1.5 < |\eta| < 2.4$). В баррельной области, где поток частиц мал, установлены дрейфовые камеры (DT), а в области больших псевдобыстрот – катодно-стриповые камеры (CSC). Совместная работа дрейфовых и стриповых камер обеспечивает высокоточные измерения для оффлайн-реконструкции и оба этих детектора включены в состав триггера первого уровня (Level-1 Trigger system). Используются также плоско-параллельные резистивные камеры (RPC), покрывающие области $|\eta| < 2.1$ (обе – баррельные и торцевые), что обеспечивает дополнительный L1 триггер (детальное описание детектора дано в работе [22]).

Для моделирования и изучения детектора CMS был разработан программный пакет CMSSW [23]. Он включает программы моделирования событий в CMS и инструменты реконструкции и анализа, позволяя в CMS эксперименте рассмотреть возможность анализа кварк-антикварк партонного распределения.

Для генерации процесса (1), моделирования геометрии детектора, материалов, прохождения частиц внутри детектора, реконструкции событий и анализа данных использовалась версия пакета CMSSW 2.2.9.

В анализах использовались так называемые "глобальные" мюоны/антимюоны, которые рождались в процессе (1) и реконструировались с помощью CMSSW. Определение "глобальных" мюонов и их характеристик дано в [24]. При реконструкции "глобальных" мюонов учитываются также зарегистрированные координаты в трекере. Начиная с реконструированных мюонов в мюонных камерах, траектория экстраполируется от внутренней мюонной станции до поверхности трекера, учитывая энергетические потери и эффекты многократного рассеяния в материалах субдетекторов. Из-за ограниченной области псевдобыстрот, покрываемой трекером и мюонными системами, регистрируются лишь мюоны с $|\eta| < 2.5$.

После процедуры "глобальной" реконструкции мюонов мы ищем события с двумя реконструированными частицами (мюоном и антимюоном) с одновременной проверкой их вершины, с тем, чтобы удостовериться, что эти частицы образованы от γ/Z . На рис.4 представлены распределения

реконструированных мюонов и антимюонов по η и p_t при $\sqrt{s} = 7$ и 14 ТэВ. Эффективность реконструкции мюонов и антимюонов составляет в среднем ~0.45–0.6.



Рис.4. Распределения по поперечному импульсу p_t и псевдобыстроте η реконструированных в процессе (1) мюонов и антимюонов с использованием наборов 1-3 и "H1 2006 A" параметризаций партонных распределений в помероне, при энергиях $\sqrt{s} = 7$ (сверху) и 14 ТэВ (снизу).

Инвариантная масса мюонной пары восстанавливалась на основе событий, в которых обе частицы μ^+ и μ^- реконструировались с наложением дополнительного условия наличия общей вершины.

На рис.5 показаны распределения сгенерированных и реконструированных мюонных пар по инвариантной массе для рассмотренных наборов 1–3 параметризаций партонных распределений при энергиях взаимодействия $\sqrt{s} = 7$ и 14 ТэВ. Оценим отношение числа событий в двух областях инвариантных масс мюонной пары – 70–120 ГэВ (область M_z) к 10–120 ГэВ (M_{inv}):

$$R = M_Z / M_{\rm inv}. \tag{6}$$

Фактически, отношение *R* показывает вклад валентных кварков (антикварков) в партонное распределение померона. Значения *R* для всех наборов распределений и энергий взаимодействия приведены в табл.3.

Можно видеть, что отношение R для партонного набора 2 наиболее близко к "экспериментальному" "H1 2006 A". Такое же заключение можно сделать и после реконструкции (ср. колонки gen и гесо в табл.3). Это означает, что



Рис.5. Распределения инвариантных масс мюон-антимюонных пар в интервалах масс $10 < M_{inv} < 120$ ГэВ и $70 < M_{inv} < 120$ ГэВ для сгенерированных (а), (с) и реконструированных (b), (d) событий, соответственно, при $\sqrt{s} = 7$ (вверху) и 14 ТэВ (внизу).

Табл.3. Отношение числа событий, определенных в двух различных областях инвариантных масс (6) для рассмотренных наборов 1–3 партонных распределений померонов и для распределения "H1 2006 A" при $\sqrt{s} = 7$ и 14 ТэВ.

	7 ТэВ		14 ТэВ	
Набор	R _{gen}	$R_{\rm reco}$	R _{gen}	R _{reco}
Набор 1 (мягкое)	4.3%	6.7%	7.0%	10.0%
Набор 2 (жесткое)	13.0%	25.0%	15.0%	28.85%
Набор 3 (суперпоз.)	8.6%	20.0%	11.0%	21.8%
H1 2006 A	13.0%	25.0%	18.0%	31.0%

регистрация событий на установке не нарушает соотношения между "зарегистрированными" и "потерянными" событиями. Поэтому даже простой счет числа событий в указанных интервалах инвариантных масс мюонантимюонных пар достаточен для определения присутствия валентной кварковой (антикварковой) компоненты в структуре померона.

4. Заключение

На основе процесса рождения мюон-антимюонных пар в однопомеронном рассеянии протонов (1) при энергиях ускорителя LHC $\sqrt{s} = 7$ и 14 ТэВ оценен вклад кварков (антикварков) в партонную структуру померона. В нулевом порядке по α_s такой процесс чувствителен исключительно к кварк-антикварковому партонному составу. Расчеты проведены путем разбиения области определения функции партонных распределений на две части с доминирующими вкладами от жестких (валентных) и мягких (морских) партонов [25]. Экспериментальные данные смоделированы с помощью партонных распределений, предложенных коллаборацией Н1 (распределение "H1 2006 set A" [20]).

Показано, что померон содержит в себе жесткую кварковую (антикварковую) партонную составляющую, вклад которой оценен в ~5%. Этот результат совпадает с полученными ранее оценками [25] и не противоречит результатам, полученным в [20]. Это позволяет сделать заключение о мезоноподобной структуре померона.

Показано также, что распределения по поперечному импульсу p_t и псевдобыстроте η не проявляют сколь-нибудь заметной зависимости от энергии взаимодействия (по крайней мере, в интервале энергий, доступных на LHC).

Поэтому предложенный процесс может быть исследован с первых же дней работы LHC.

Таким образом, выполнена реконструкция $\mu^+\mu^-$ пар, образованных в процессе (1). Оценены эффективности реконструкции по p_t и η , которые составляют ~0.45–0.6. Получено, что поведение распределений по p_t , η и инвариантной массе пары совпадают для сгенерированных и реконструированных событий. Анализ этих распределений в установке CMS достаточен для определения присутствия валентной кварковой компоненты в структуре померона.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. I.Y.Pomeranchuk. Sov. Phys. JETP, 7, 499 (1958).
- 2. **P.D.B.Collins.** Introduction to Regge Theory and High Energy Physics. Cambridge University Press, 1977.
- 3. G.Ingelman, P.Schlein. Phys. Lett. B, 152, 256 (1985).
- UA8 Collab., R.Bonio et al. Phys. Lett. B, 211, 239 (1988). UA8 Collab., A.Brandt et al. Phys. Lett. B, 297, 417 (1992).
- H1 Collab., T.Ahmed et al. Phys. Lett. B, 348, 681 (1995); Nucl. Phys. B, 429, 477 (1995); Nucl. Phys. B, 439, 471 (1995).
- ZEUS Collab., M.Derrick et al. Phys. Lett. B, 315, 481 (1993); Phys. Lett. B, 332, 228 (1994); Phys. Lett. B, 338, 483 (1994); Phys. Lett. B, 369, 55 (1996); Z. Phys. C, 65, 379 (1995); Z. Phys. C, 68, 569 (1995).
- CDF Collaboration. Phys. Rev. D, 50, 5535 (1994); Phys. Rev. Lett., 69, 3704 (1992); 74, 855 (1995). CDF Collaboration. Phys. Rev. Lett., 78, 2698 (1997); CDF Collaboration. Phys. Rev. Lett., 79, 2636 (1997).
- 8. D0 Collaboration. Phys. Rev. Lett., 72, 2332 (1994); 76, 734 (1996).
- A.Donnachie, P.V.Landshoff. Phys. Lett. B, 191, 309 (1987); Phys. Lett. B, 198, 590 (1987); Phys. Lett. B, 296, 227 (1992); Nucl. Phys. B, 244, 322 (1984); Nucl. Phys. B, 267, 690 (1986).
- G.Ingelman K.Janson-Pritz. In Proc. of the "Physics at HERA Workshop", ed. W.Buchmuller and G.Ingelman, Hamburg, 1992, p.239; Z. Phys. C, 58, 285 (1993).
- 11. A.Berera, D.E.Soper. "Behavior of diffractive parton distribution function", Preprint Pennsylvania State University, PSU/TH/163, 1996; A.Berera. "Jet production cross section with double Pomeron exchange", HEP-PH/9705283, 1997.
- Z.Kunszt, W.J.Stirling. "The Parton Interpretation of Hard Diffractive Scattering", presented at the Workshop on HERA Physics, Durham, 1995; "Hard Diffractive Scattering: Partons and QCD", Preprint DTP/96/71; ETH-TH/96-27; HEP-PH/9609245.
- Y.Dokshitzer, V.Khoze, S.Troyan. In Physics in Collision VI, Proceedings, Chicago, Illinois, 1986, ed. by M.Derrick, World Scientific, Singapore, 1987, p.365; Yad. Fiz., 46, 1220 (1987).
- 14. J.D.Bjorken. Int. J. Mod. Phys. A, 7, 4189 (1992).
- 15. A.Donnachie, P.Landshoff. Nucl. Phys. B, 303, 634 (1988).
- 16. S.Chatrchyan, G.Hmayakyan, V.Khachatryan, A.Sirunyan. Armenian Journal of Physics, 1, 270 (2008).
- 17. **H.Plothow-Besch.** "PDFLIB. Proton, pion and photon parton density functions, Parton density functions of the nucleus and α_s calculations. User manual, ver.8.04" W5051 PDFLIB, CERN-ETT/TT 2000.04.17, CERN, Geneva, 2000.
- 18. **B.E.Cox, J.R.Forshaw.** Comput. Phys. Commun., **144**, 104 (2002); hep-ph/0312273v1; (см. <u>http://www.pomwig.com/</u>).

- G.Marchesini, B.R.Webber, G.Abbiendi, I.G.Knowles, M.H.Seymour and L.Stanco. Computer Phys. Commun., 67, 465 (1992); G.Corcella, I.G.Knowles, G.Marchesini, S. Moretti, K.Odagiri, P.Richardson, M.H.Seymour and B.R.Webber. JHEP 0101, 010, (2001); hep-ph/0011363; hep-ph/0210213; (<u>http://hepwww.rl.ac.uk/theory/seymour/ herwig/herwig65.html</u>).
- H1 Collaboration, A.Aktas et al. "Measurement and QCD Analysis of the Diffractive Deep-Inelastic Scattering Cross Section at HERA", DESY06-049; hep-ex/0606004; (subm. to Eur. Phys. J.).
- 21. R.Peschanski, S.Wallon. Phys. Lett. B, 349, 357 (1995).
- 22. CMS Collaboration. "Detector performance and software. Physics Technical Design Report. v.1" CERN/LHCC 2006-001; CMS TDR 008-1, CERN, Geneva, 2006.
- 23. https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/WebHome.
- 24. **E.James, Y.Maravin, M.Mulders, N.Nenmeister.** "Muon identification in CMS". CMS NOTE-2006/010, CERN, Geneva, 2006.
- 25. S.Chatrchyan, G.Hmayakyan, V.Khachatryan, A.Sirunyan. "Studying quark-antiquark parton distributions in Double Pomeron Exchange". CMS AN-2008/067, CERN, Geneva, 2008.

ግበՄԵՐՈՆԻ ՊԱՐՏՈՆԱՅԻՆ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔԸ ՄԻԱՊՈՄԵՐՈՆԱՅԻՆ ԿՈՇՏ ΦՈԽԱՆԱԿՈՒՄԻՑ μ+μ– ՉՈՒՅԳԵՐԻ ԾՆՄԱՆ ՊՐՈՑԵՍՈՒՄ CMS (LHC) ՍԱՐՔԱՎՈՐՄԱՆ ՎՐԱ

Ա.Մ. ՍԻՐՈՒՆՅԱՆ, Ա.Ռ. ԹՈՒՄԱՍՅԱՆ, Վ.Ա. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ, Ս.Ա. ՉԱՏՐՉՅԱՆ

Հետազոտված է պրոտոնների միապոմերոնային կոշտ փոխանակումից $\mu+\mu-$ զույգերի ծնման պրոցեսը CMS սարքավորման վրա LHC-ի էներգիաների տիրույթում $\sqrt{s} = 7$ և 14 ՏէՎ։ Նկարագրված է պոմերոնում վալենտային քվարկ-հակաքվարկ պարտոնների ներդրման գնահատման մեթոդը։ Կատարված են պոմերոնում քվարկ-հակաքվարկ պարտոնների ներդրման գնահատման հաշվարկներ և պարտոնային բաշխումների համեմատումներ H1 (DESY) կոլաբորացիայի կողմից առաջարկված բաշխումների հետ։ Գնահատումները ցույց տվեցին, որ վալենտային քվարկ և հակաքվարկ պարտոնների բաշխումների ներդրումը պոմերոնում չեն գերազանցում 5%։ Կատարված է նաև հետազոտվող միապոմերոնային կոշտ փոխանակման դեպքերի վերականգնում օգտագործելով CMSSW ծրագրային փափեթը։ Ցույց է տրված, որ պոմերոնի կազմում պարտոնների ներդրման գնահատման նկարագրված մեթոդը կարելի է արագացուցչի աշխատանքի առաջին իսկ օրվանից կիրառել CMS սարքավորման վրա։

PARTON STRUCTURE OF THE POMERON IN HARD SINGLE POMERON EXCHANGE PROCESSES WITH $\mu^+\mu^-$ PAIR PRODUCTION ON THE CMS (LHC)

A.M. SIRUNYAN, A.R. TUMASYAN, V.A. KHACHATRYAN, S.A. CHATRCHYAN

Process of $\mu^+\mu^-$ pair production in hard Single Pomeron Exchange (SPE) is studied on the CMS (LHC) at the energy range $\sqrt{s} = 7$ and 14 TeV. Using H1(DESY) data for quark/antiquark parton distributions in the pomeron, calculations were performed to predict the quark/antiquark component of the parton distribution. The estimations show that the quark/antiquark contribution does not exceed ~5%. Using CMSSW package the events of the process were reconstructed. The method for estimation of the valent quark/antiquark contribution in the parton structure of the pomeron is developed. This method could be used at the experimental data performance obtained on the CMS detector.

УДК 539.12

УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ МЕТОДИКИ ИДЕНТИФИКАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО КАЛОРИМЕТРА УСТАНОВКИ CLAS

Н.Э. ГЕВОРГЯН¹, Н.Б. ДАШЯН¹, Р.Г. ПАРЕМУЗЯН¹, С.Г. СТЕПАНЯН²

¹Ереванский физический институт им. А.И.Алиханяна, Армения

²Национальная лаборатория им. Т.Джефферсона, Ньюпорт Ньюз, США

(Поступила в редакцию 27 января 2010 г.)

Изучена зависимость восприимчивости электромагнитного калориметра установки CLAS от импульсов детектируемых электронов и позитронов. Проведено вычисление этой зависимости и разработан метод ее использования для идентификации е⁻ и е⁺. Показано что новый метод отбора е⁻ и е⁺ улучшает качество идентификации на \approx 10%. В работе использованы экспериментальные данные, полученные на установке CLAS линейного ускорителя лаборатории им. Джефферсона (США).

1. Введение

Изучение структуры нуклонов – одна из наиболее актуальных задач современной ядерной физики и физики высоких энергий. Последние три десятилетия внутренняя структура нуклонов в основном исследовалась с помощью инклюзивных, глубоко-неупругих лептон-нуклонных рассеяний. Некоторые результаты этих исследований хорошо описываются партонной моделью, основанной на коллинеарном приближении в рамках квантовой хромодинамики. Однако многие аспекты, такие как кварк-кварковые корреляции, распределения поперечных импульсов кварков остаются на сегодняшний день малоизученными. Информацию о кварках можно извлечь из недавно развитой теории обобщенных партонных распределений (Generalized Parton Distributions (GPD)) [1,2]. В работе [3] описан механизм извлечения информации о GPD с помощью времениподобного комптоновского рассеяния (Timelike Compton Scattering (TCS)), что по сути представляет собой эксклюзивное фоторождение лептонных пар. В связи с этим усовершенствование методики идентификации лептонов очень важно для TCS анализа, так как существует большой фон от фоторождения $\pi^-\pi^+$ пар. В работе [4] описан механизм идентификации процесса TCS в экспериментальных данных по электророждению на установке CLAS [5] в JLab. В этой работе для идентификации электронов и позитронов использовалась величина *Е/Р* (*E* – энергия, выделенная в калориметре, *P* – измеренный импульс частицы)

и считалось, что она не зависит от импульса *P*. Действительно, прежде чем частицы достигают калориметра, они взаимодействуют с рядом других элементов установки CLAS (например, с дрейфовыми камерами или черенковскими счетчиками) и вследствие этого взаимодействия теряют часть своей энергии. Чем меньше энергия лептона, тем больше потери на взаимодействие. Это означает, что импульс частицы при входе в калориметр меньше, чем он был при рождении в мишени и, следовательно, величина *E/P* для малых импульсов должна быть меньше, чем для больших импульсов.

В настоящей работе разработан механизм расчета зависимости величины E/P от P и приведен новый метод селекции электронов и позитронов в электромагнитном калориметре установки CLAS.

2. Вычисление зависимости Е/Р(Р)

В настоящей работе использованы данные, полученные на детекторе CLAS в эксперименте e1-6 по рассеянию высокоэнергичных электронов на водороде. Главной целью эксперимента было исследование электрон-протонного рассеяния в глубоко-неупругом режиме. При наборе данных использован триггер "одиночный электрон". Триггером первого уровня было совпадение сигналов от электромагнитного калориметра (ЕС) [6] и черенковского счетчика [7] в каждом секторе установки CLAS. Порог энергии для триггера в калориметре составлял 600–700 МэВ.

Когда электрон (позитрон) высокой энергии попадает в электромагнитный калориметр, он создает электромагнитный ливень. Обычно только часть этого ливня регистрируется. Для калориметра CLAS-а это составляет около 30% от реальной энергии налетающего электрона (позитрона). В тех случаях, когда электрон (позитрон) пересекает калориметр вблизи его краев, часть созданного им ливня может утечь за пределы калориметра. Вследствие этого теряется взаимосвязь между энергией налетающего электрона и энергией, выделенной в калориметре. Во избежание подобных случаев были обрезаны те части калориметра, где ливень мог выходить за его пределы. Калориметр CLAS-а имеет треугольную форму и, следовательно, три стороны, обозначенные как U, V, W. На рис.1 приведена двумерная зависимость E/P от координаты VS (координаты на стороне V обозначены как VS) на V стороне калориметра для отрицательно заряженных частиц (e^{-}). Из рисунка видно, что *E/P* резко падает при VS > 360 см. Это происходит из-за того, что часть ливня, индуцируемого частицей, вышла за пределы калориметра (предел по V равен 375 см). Ввиду этого, на координату VS было наложено обрезание VS < 360 см. Для всех секторов CLAS-а точка обрезания по сторонам U, V и W получилась одинаковой. Используемые значения обрезания US, VS и WS координат для отрицательно и положительно заряженных частиц приведены в табл.1.

После этих обрезаний процедура расчета зависимости E/P(P) следующая. Импульсный интервал 0.5–3 ГэВ/с был разделен на равные интервалы по 50 МэВ шириной и для каждого интервала строилось распределение E/P. Каж-



Рис.1. Двумерное распределение *E*/*P* от координаты VS для электронов во втором секторе CLAS-а.



Табл.1. Значения обрезания для координат калориметра US, VS и WS.

Рис.2. Пример фитирования Е/Р распределения.

дое из этих распределений фитировалось гауссовской функцией. Один из результатов фитирования показан на рис.2. На рис.3 треугольниками показана зависимость среднего значения величины *E/P* от импульса частицы.



Рис.3. Зависимость среднего значения величины Е/Р от импульса частиц.

Как видно из рис.3, для импульсов, меньших, чем 0.7 ГэВ/с, Е/Р резко возрастает. Этот эффект связан с флуктуациями энергии ливня вблизи порога триггера. Для того, чтобы триггер открылся, энергия, регистрируемая калориметром, должна быть больше, чем соответствующее энерговыделение электронами с импульсом 600-700 МэВ/с. Однако из-за флуктуаций энергии ливня в пределах 20-30% электроны с меньшими импульсами также могут сгенерировать триггер. Чтобы получить реальное поведение Е/Р в области малых импульсов (*P* < 0.7 ГэВ/*c*), выбирались события, в которых есть малоэнергетичный электронный сигнал ($P < 1 \ \Gamma \ni B/c$) и высокоэнергетичный ($P > 1 \ \Gamma \ni B/c$) позитронный сигнал. В этом случае триггер генерируется позитронами. Для таких электронов по приведенной выше схеме вычислялась зависимость E/P(P). Средние значения Е/Р фитировались полиномами 3-го порядка, отдельно для высокоэнергетичных (в интервале $0.9-3 \ \Gamma \Rightarrow B/c$) и малоэнергетичных (в интервале 0.5-1 Γ эВ/с) электронов. На рис.3 сплошной линией показан фит высокоэнергетичных электронов, а пунктиром – для малоэнергетичных электронов. Из рисунка видно, что экстраполяция высокоэнергичного фита с точностью до одного процента совпадает с малоэнергетичным фитом, и величина E/P между точками P = 3ГэВ/с и 0.5 ГэВ/с изменяется примерно на 15%. На рис.4 треугольниками показана зависимость энергетического разрешения калориметра от импульса электрона, которая фитировалась функцией $F = a/\sqrt{x+b}$ (сплошная кривая).

Процедура расчета зависимости E/P(P) для позитронов почти аналогичная. Они различаются только тем, что отобранные позитроны расположены в области 0.8–2.5 ГэВ/с. Поскольку энергия позитронов больше, чем 0.8 ГэВ, порог триггера не искажает вычисляемые значения Е/Р. Отметим также, что, имея зависимости Е/Р и σ от энергии e^- и e^+ , можно переопределить обрезания $E/P \pm 3\sigma$ новым выражением $E/P(P) \pm 3\sigma(P)$ для более точного отбора электронов и позитронов в анализе TCS событий.



Рис.3. Зависимость среднего значения величины Е/Р от импульса частиц.

3. Заключение

Результаты проведенного нами анализа показали, что можно улучшить идентификацию электронов и позитронов в эксперименте e1-6 на установке CLAS (JLab) приблизительно на 10%, если учесть зависимость величины E/P от энергии частицы. Кроме того, наш анализ позволил определить зависимость величины $\sigma(E/P)$. Дальнейший анализ фоторождения электрон-позитронных пар в эксперименте e1-6 был проведен с использованием функциональных зависимостей E/P(P) и $\sigma(E/P)$.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. X.Ji. Phys. Rev. Lett., 78, 610 (1997), Phys. Rev. D, 55, 7114 (1997).
- 2. A.V.Radyushkin. Phys. Rev. D, 56, 5524 (1997).
- 3. E.R.Berger, M.Diehl, B.Pire. Phys. Lett. B, 523, 265 (2001).
- 4. **Р.Г.Паремузян.** Доклады НАН Армении, **109**, 328 (2009).
- 5. B.A.Mecking, G. Adams, S. Ahmad, et al. NIM A, 503, 513 (2003).
- 6. M.Amarian, G.Asryan, K.Beard, et al. NIM A, 460, 239 (2001).
- 7. G.Adams, V.Burkert, T.Carstenset, et al. NIM A, 465, 414 (2001).

IMPROVEMENT ON IDENTIFICATION OF e^- AND e^+ USING ELECTROMAGNETIC CALORIMETER OF THE CLAS DETECTOR

N.E. GEVORGYAN, N.B. DASHYAN, R.G. PAREMUZYAN, S.G. STEPANYAN

The dependence of the sensitivity of response of the electromagnetic calorimeter of the CLAS detector on momenta of electrons and positrons is studied. Calculations of the dependence of energy deposition in the calorimeter on the momentum are performed and based on obtained results a new method for identification of electrons and positrons using CLAS electromagnetic calorimeter is developed. It is shown that by accounting of that dependence quality of identification of e^- and e^+ can be improved by about 10%.

УДК 621.373

ДИАГНОСТИКА ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ НА ОСНОВЕ ГЕНЕРАЦИИ НЕЛИНЕЙНО-ДИСПЕРСИОННОГО СИМИЛЯРИТОНА

А.С. ЗЕЙТУНЯН, А.Р. МАДАТЯН, Г.Л. ЕСАЯН, Л.Х. МУРАДЯН

Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 5 марта 2010 г.)

Предложен и экспериментально апробирован альтернативный к автокорреляционному метод определения длительности фемтосекундных лазерных

импульсов. Метод основан на генерации нелинейно-дисперсионного симиляритона в пассивном волоконном световоде (без усиления) и измерении его спектральной ширины (или длительности), заданной мощностью исходного импульса.

Освоение фемтосекундного диапазона длительностей, вместе с развитием многих областей науки и техники, породило новые отрасли, такие как фемтобиология, фемтохимия и др., задействовав практически весь арсенал современной оптики и лазерной физики. В частности, для решения проблемы анализа сигнала в фемтосекундном масштабе времен используются методы нелинейной и адаптивной оптики, Фурье-оптики и голографии, спектральной интерферометрии и т.д. Нелинейно-оптические методы типа FROG [1] обеспечивают полную характеризацию комплексного поля излучения определением временной огибающей амплитуды и фазы с фемтосекундным разрешением, путем регистрации спектрограмм высокого разрешения и их расшифровки с помощью итеративных фазовосстанавливающих процедур. В спектрально-интерферометри-ческих методах SPIDER [2], SPIRIT [3,4] и SOR-ВЕТЅ [5] фазовосстанавливающие процедуры безытеративны. Метод MIIPS [6] основан на измерении спектральной фазы при её адаптивной компенсации до формирования спектрально-ограниченного импульса с использованием обратной связи в процессе генерации второй гармоники. Прямая регистрация временной огибающей интенсивности в пикосекундном [7] и фемтосекундном [8] масштабах времен, без математических и оптических фазовосстанавливающих процедур, осуществляется переводом временной модуляции излучения в спектральную область во временной линзе, наведенной симиляритоном [8] или в силиконовом чипе [7], и измерением временного сигнала с помощью обычного спектрометра, как в осциллографе. Несмотря на разработку вышеперечисленных методов, обеспечивающих полную характеризацию фемтосекундного излучения, наиболее распространенным устройством диагностики фемтосекундных импульсов остается традиционный автокоррелятор [9], так как для многих задач вполне удовлетворительна информация лишь о длительности импульсов. В работе [10] предложен альтернативный к автокорреляционному метод, позволяющий определить длительность пикосекундных импульсов на основе измерения уширения спектра излучения при его фазовой самомодуляции в одномодовом волоконном световоде (ОВС) как в среде с кубической нелинейностью. При переходе к фемтосекундному диапазону длительностей дисперсионным фазовая самомодуляция сопровождается расплыванием импульса, что приводит к формированию нелинейно-дисперсионного симиляритона [11-13].

Интерес к симиляритонам, т.е. к импульсам, сохраняющим форму при распространении в среде, возрос в последнее время в связи с перспективами их применений в сверхбыстрой оптике. Исследования, в основном, относятся к генерации параболических симиляритонов в ОВС с усилением [14] или убывающей дисперсией [15]. Недавно в пассивном ОВС (без усиления), под совместным воздействием керровской нелинейности и дисперсии, был нелинейно-дисперсионный сформирован симиляритон [11-13] с колоколообразным временным (и спектральным) профилем и линейным чирпом, с наклоном $\gamma = (k_2 z)^{-1}$, заданным дисперсией OBC (z - длина и $k_2 - коэффициент$ дисперсии групповых скоростей OBC). Важно, что спектральная ширина такого симиляритона $\Delta \omega_{sim}$ задается мощностью импульса на входе в OBC $P_0 = w/\Delta t_0$ [11-13]:

$$\Delta \omega_{\rm sim} = \sqrt{CP_0}, \qquad (1)$$

где w – энергия и Δt_0 – длительность импульса на входе в OBC, а $C = n_2 k_0 (k_2 S)^{-1}$ – постоянная, зависящая от параметров OBC (n_2 – коэффициент керровской нелинейности, k_0 – волновое число и S – эффективная площадь моды). Так как потери в OBC ничтожны, то энергия импульса на входе в OBC совпадает с таковой для симиляритона, и длительность импульса на входе Δt_0 можно определить, измерив спектральную ширину и энергию симиляритона: $\Delta t_0 = Cw/\Delta \omega_{sim}^2$. На практике, для квазинепрерывного излучения удобно измерять не энергию одиночного импульса, а среднюю мощность $\overline{p} = wv$ фемтосекундного лазерного излучения с частотой повторения v. Тогда для длительности фемтосекундного импульса на входе в OBC имеем:

$$\Delta t_0 = (C/\nu) \left(\overline{p} / \Delta \omega_{\rm sim}^2 \right). \tag{2}$$

Таким образом, измерение длительности фемтосекундных импульсов можно проводить, генерируя нелинейно-дисперсионные симиляритоны в отрезке пассивного ОВС длиной ~1 м и измеряя его спектральную ширину и среднюю мощность.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментальных исследований, ведущих к разработке метода диагностики лазерных

фемтосекундных импульсов. На рис.1 представлена схема эксперимента. В качестве задающего генератора (L) использовалась фемтосекундная лазерная система Coherent Verdi V10-Mira 900F со следующими параметрами излучения: длина волны излучения $\lambda = 800$ нм, длительность импульсов $\Delta t = 100$ фс, частота повторения v = 76 МГц. Импульсы лазера удлинялись в стеклах SF11 разной толщины или в дисперсионной линии задержки, состоящей из двух дисперсионных призм в качестве среды с отрицательной дисперсией (±D). Часть излучения полупрозрачным зеркалом (М) подавалась на автокоррелятор APE PulseCheck (AC) для измерения длительности импульсов на входе тестируемого устройства. Другая часть излучения вводилась в OBC (F), где и формировался симиляритон. Далее, измерялись спектральная ширина симиляритона $\Delta\lambda_{sim}$ и средняя мощность излучения \overline{p} в оптическом спектральном анализаторе OSA Ando AQ6315 (S), определялась длительность импульса по формуле (2) и сравнивалась с длительностью, измеренной автокоррелятором. Исследования проводились для импульсов длительностью $\Delta t_0 = 100 - 300$ фс, в диапазоне средних мощностей излучения $\bar{p} = 50 - 500$ мВт.



Рис.1. Схема экспериментальной установки: L – лазерная система Coherent Verdi V10-Mira 900F; \pm D – среда с положительной или отрицательной дисперсией; M – полупрозрачное зеркало; AC – автокоррелятор APE PulseCheck; F – OBC; S – спектрометр OSA Ando AQ6315.

Ha рис.2 приведена экспериментальная зависимость начальной длительности импульса ОТ спектральной ширины симиляритона $\Delta t_0 = f(\Delta \lambda_{\rm sim} / \sqrt{p}),$ свидетельствующая количественном соответствии 0 измерений, проведенных предлагаемым и автокорреляционным методами. При этом нормировка $\Delta \lambda_{sim}$ на величину \sqrt{p} позволяет сделать эту зависимость универсальной, т.е. не зависящей от энергии импульса. Так как точность измерения средней мощности и разрешающая способность спектрометра $(\delta\lambda \sim 0.05 \text{ нм})$ для симиляритонов с $\Delta\lambda > 20$ нм практически не ограничивают точность определения длительности данным методом $(\delta(\Delta t_0)/\Delta t_0 = \delta \overline{p}/\overline{p} + 2\delta(\Delta \lambda)/\Delta \lambda \sim 1\%)$, то разница значений длительностей, определенных данным и автокорреляционным методами, в основном связана с методическими ошибками этих методов. Для предлагаемого метода таковым является невысокая точность выражения (1) для симиляритонов с меньшим

спектральным уширением [11-13], а для автокорреляционного метода – неопределенность формы импульса. В диапазоне средних мощностей излучения $\overline{p} = 50 - 500$ мВт, в котором проводились измерения, спектры уширялись в 3–8 раз. При этом отклонение значений длительностей τ_c , получаемых с помощью формулы (2), от значений, измеренных автокоррелятором, не превышало 5% (рис.2).



Рис.2. Экспериментальная зависимость $\tau_c = \sqrt{2}\Delta t_0$ от $\Delta\lambda_{sim}/\sqrt{p}$. Кружки соответствуют импульсам с положительными начальными чирпами, крестики – с отрицательными, сплошная линия – аппроксимированная в соответствии с выражением (2) кривая.

Отметим, что для ~100 фс импульсов (со спектральной шириной $\Delta\lambda \sim 10$ нм) спектральная ширина симиляритона составляет $\Delta\lambda > 20$ нм, позволяя в качестве спектрометра использовать просто дифракционную решетку. Тогда измерение средней мощности излучения можно проводить в нулевом порядке дифракции. Отметим также, что длительность нелинейно-дисперсионного симиляритона однозначно определяется его спектральной шириной и дисперсионными характеристиками OBC: $\Delta t_{sim} = \Delta\omega_{sim}/\gamma = k_2 z C \sqrt{w/\Delta t_0}$. Это позволяет при длинах OBC ~1 км, вместо измерения спектральной ширины симиляритона, измерить его длительность наносекундным осциллографом и определить длительность исходного импульса $\Delta t_0 = (Ck_2 z / v)(\overline{p} / \Delta t_{sim}^2)$.

Таким образом, нами предложен и апробирован простой в реализации метод измерения длительности фемтосекундных лазерных импульсов, основанный на генерации нелинейно-дисперсионного симиляритона в пассивном OBC и измерении ширины его спектра (или длительности). Метод может быть использован для повседневного контроля и наладки фемтосекундных лазеров.

Работа выполнена в рамках совместного проекта Centre National de la Recherché Scientifique (CNRS, Франция) и Государственного Комитета по Науке (ГКН, Армения) (грант # IE007). А. Зейтунян благодарит также ГКН и National Foundation of Science and Advanced Technology (NFSAT) за финансовую поддержку в рамках проекта Early Career Support Program (гранты # А-16 и ECSP-09-50).

ЛИТЕРАТУРА

- 1. **D.J.Kane, R.Trebino**. Opt. Lett., **18**, 823 (1993).
- 2. C.Iaconis, I.A.Walmsley. Opt. Lett., 23, 792 (1998).
- 3. V.Messager, F.Louradour, C.Froehly, A.Barthélémy. Opt. Lett., 28, 743 (2003).
- 4. M.Lelek, F.Louradour, A.Barthélémy, C.Froehly, T.Mansourian, L.Mouradian, J.P.Chambaret, G.Chériaux, B.Mercier. J. Opt. Soc. Am. B, 25, A17 (2008).
- 5. P.Kockaert, M.Haelterman, Ph.Emplit, C.Froehly. IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., 10, 206 (2004).
- 6. V.V.Lozovoy, I.Pastirk, M.Dantus. Opt. Lett., 29, 775 (2004).
- M.A.Foster, R.Salem, D.F.Geraghty, A.C.Turner-Foster, M.Lipson, A.L.Gaeta. Nature, 456, 81 (2008).
- 8. T.Mansuryan, A.Zeytunyan, M.Kalashyan, G.Yesayan, L.Mouradian, F.Louradour, A.Barthélémy. J. Opt. Soc. Am. B, 25, A101 (2008).
- 9. M.Maier, W.Kaiser, J.A.Girdomane. Phys. Rev. Lett., 17, 1275 (1966).
- 10. А.С.Мгерян, О.А.Мовсесян, А.А.Киракосян, Л.Х.Мурадян. Изв. НАН Армении, Физика, 40, 41 (2005).
- 11. A.Zeytunyan, G.Yesayan, L.Mouradian, P.Kockaert, P.Emplit, F.Louradour, A.Barthélémy. J. Europ. Opt. Soc. Rap. Public., 4, 09009 (2009).
- 12. А.С.Зейтунян, К.А.Паланджян, Г.Л.Есаян, Л.Х.Мурадян. Изв. НАН Армении, Физика, 45, 97 (2010).
- 13. A.S.Zeytunyan. Proc. of the YSU, Phys. and Mathem. Sciences, № 1, 54 (2010).
- 14. V.I.Kruglov, A.C.Peacock, J.D.Harvey, J.M.Dudley. J. Opt. Soc. Am. B, 19, 461 (2002).
- 15. T.Hirooka, M.Nakazawa. Opt. Lett., 29, 498 (2004).

ՖԵՄՏՈՎԱՅՐԿՅԱՆԱՅԻՆ ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ԻՄՊՈՒԼՍՆԵՐԻ ԴԻԱԳՆՈՍՏԻԿԱ՝ ՀԻՄՆՎԱԾ ՈՉ ԳԾԱՅԻՆ-ԴԻՍՊԵՐՍԱՅԻՆ ՍԻՄԻԼՅԱՐԻՏՈՆԻ ԳԵՆԵՐԱՅՄԱՆ ՎՐԱ

Ա.Ս. ԶԵՅԹՈՒՆՅԱՆ, Հ.Ռ. ՄԱԴԱԹՅԱՆ, Գ.Լ. ԵՍԱՅԱՆ, Լ.Խ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ

Առաջարկված և փորձարկված է ֆեմտովայրկյանային լազերային իմպուլսների տևողության որոշման ավտոկորելյացիոն մեթոդին այլընտրանք, հիմնված պասիվ (առանց ուժեղացման) մանրաթելային լուսատարում ոչ գծային-դիսպերսիոն սիմիլյարիտոնի գեներացման և մուտքային իմպուլսի տևողությամբ տրվող նրա սպեկտրալ լայնության (տևողության) չափման վրա։

DIAGNOSTICS OF FEMTOSECOND LASER PULSES BASED ON THE GENERATION OF NONLINEAR-DISPERSIVE SIMILARITON

A.S. ZEYTUNYAN, H.R. MADATYAN, G.L. YESAYAN, L.KH. MOURADIAN

We propose and experiment an alternative to the autocorrelation technique for determination of femtosecond laser pulse duration. The method is based on the generation of nonlinear-dispersive similariton in a passive fiber (without gain) and measurement of its bandwidth (or duration) given by the input pulse power.
УДК 531.534

КРАЕВЫЕ СПИНОВЫЕ СОСТОЯНИЯ В ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМАХ ПРИ НАЛИЧИИ ЭФФЕКТА ЗЕЕМАНА

В.Л. ГРИГОРЯН

Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 10 марта 2010 г.)

Рассмотрены краевые спиновые состояния, вызванные совместным действием спин-орбитального взаимодействия Бычкова-Рашбы и зеемановского взаимодействия или спин-орбитального взаимодействия Дрессельхауса и зеемановского взаимодействия, а также ограничивающего плоского потенциального барьера в двумерной электронной системе, подвергнутой действию перпендикулярного квантующего магнитного поля. Получена точная аналитическая формула для дисперсионных соотношений краевых спиновых состояний и рассмотрен их энергетический спектр как функция от импульса и магнитного поля. Вычислены средние компоненты спина и среднее поперечное положение электрона. Показано, что, снимая спиновое вырождение спина, спин-орбитальное взаимодействие не только расщепляет краевые состояния спина по энергии, но также вызывает их пространственное разделение. В зависимости от типа спин-орбитальной связи и главного квантового числа взаимодействие в комбинации зеемановское co спин-орбитальным взаимодействием увеличивает или уменьшает расщепление объемных уровней Ландау и имеет слабое влияние на краевые спиновые состояния.

1. Введение

Принципиальная роль спин-орбитального взаимодействия (SOI) состоит в его способности связать степени свободы заряда и спина электрона, что существенно для изучения новых физических явлений [1-3]. В отличие от заряда, спин электрона имеет два значения и образует два системных компонента, которые могут быть отделены, как в спиновом эффекте Холла [4,5] и эффекте спинового сопротивления Холла [6] или же перемешаны посредством спинового кулоновского сопротивления [7,8]. Есть различные механизмы реализации спин-орбитального взаимодействия [1], и взаимодействие между ними дает большие возможности для изучения явлений и потенциальных приложений [9,10].

В нашей предыдущей работе были изучены краевые спиновые состояния, вызванные совместным действием SOI и ограничивающего плоского потенциального барьера в двумерной электронной системе (2DES), подвергнутой действию перпендикулярного квантующего магнитного поля [11].

Используя параболические цилиндрические функции, мы получили точную аналитическую формулу для дисперсионных соотношений спиновых краевых состояний. В этой работе, однако, пренебрегалось зеемановским взаимодействием и учитывался только один тип спин-орбитального взаимодействия – взаимодействие Бычкова–Рашбы.

В данной работе мы представляем аналитическое решение краевых спиновых состояний, вызванных совместным действием спин-орбитального взаимодействия Бычкова-Рашбы и зеемановского взаимодействия или спинорбитального взаимодействия Дрессельхауса и зеемановского взаимодействия, а также ограничивающего плоского потенциального барьера в двумерной электронной системе, подвергнутой действию перпендикулярного квантующего магнитного поля. Получена точная формула для электронной энергетической дисперсии, рассмотрены спектральные свойства и особенности переноса краевых спиновых состояний и показано, что SOI приводит к новым интересным эффектам. Снимая вырождение спина, SOI не только создает расщепление краевых состояний по энергии, но также приводит к их пространственному разделению. Этот эффект пропущен в приближенном подходе, принятом в [12]. Нами показано, что в зависимости от типа спинорбитальной связи и главного квантового числа, зеемановское взаимодействие в комбинации со спин-орбитальным взаимодействием увеличивает ИЛИ уменьшает расщепление объемных уровней Ландау и имеет сравнительно слабое влияние на краевые спиновые состояния. Разработанный подход одинаково применим к магнитным краевым состояниям вдоль магнитных интерфейсов, созданных неоднородными магнитными полями.

2. Теоретический подход

Предположим, что двумерная электронная система находится в которая сформирована потенциальной яме, в плоскости (001)полупроводниковой гетероструктуры цинковой обманки и подвергнута действию перпендикулярного однородного магнитного поля, $\mathbf{B} = B_0 \hat{z}$. Движение электронов в 2DES ограничено бесконечным потенциалом $V(x) = \infty$ при x < 0. Используя вычисления, представленные в работе [11] при учете зеемановского расщепления, можно получить следующие точные дисперсионные уравнения для краевых спиновых состояний:

$$c_{-}D_{\mu_{+}}\left(-X\left(k_{y}\right)\right)D_{\mu_{-}-1}\left(-X\left(k_{y}\right)\right) = c_{+}D_{\mu_{-}}\left(-X\left(k_{y}\right)\right)D_{\mu_{+}-1}\left(-X\left(k_{y}\right)\right),$$
(1)

$$\tilde{c}_{-}D_{\tilde{\mu}_{+}}\left(-X\left(k_{y}\right)\right)D_{\tilde{\mu}_{-}-1}\left(-X\left(k_{y}\right)\right) = \tilde{c}_{+}D_{\tilde{\mu}_{-}}\left(-X\left(k_{y}\right)\right)D_{\tilde{\mu}_{+}-1}\left(-X\left(k_{y}\right)\right)$$
(2)

для SOI Рашбы и Дрессельхауса, соответственно. Здесь $D_{\mu,\tilde{\mu}_{\pm}}(z)$ – параболическая цилиндрическая функция, где

$$\mu_{\pm}(\nu,\gamma_{R},\gamma_{Z}) = \nu + 1/2 + \gamma_{R}^{2}/2 \pm \sqrt{\nu\gamma_{R}^{2} + (1+\gamma_{R}^{2})^{2}/4 + \gamma_{Z}(\gamma_{Z}+1)},$$

$$c_{\pm}(\nu,\gamma_{R},\gamma_{Z}) = -(1/\gamma_{R}) \left(1/2 + \gamma_{R}^{2}/2 + \gamma_{Z} \pm \sqrt{\nu\gamma_{R}^{2} + (1+\gamma_{R}^{2})^{2}/4 + \gamma_{Z}(\gamma_{Z}+1)} \right),$$
(3)

для SOI Бычкова-Рашбы (БР) и

$$\tilde{\mu}_{\pm}(\nu,\gamma_{R},\gamma_{Z}) = \nu + \frac{1}{2} + \frac{\gamma_{D}^{2}}{2} \pm \sqrt{\nu\gamma_{D}^{2} + \frac{1}{4}(1+\gamma_{D}^{2})^{2} + \gamma_{Z}(\gamma_{Z}-1)},$$

$$\tilde{c}_{\pm}(\nu,\gamma_{R},\gamma_{Z}) = i\frac{1}{\gamma_{R}}\left(\frac{1}{2} + \frac{\gamma_{D}^{2}}{2} - \gamma_{Z} \pm \sqrt{\nu\gamma_{D}^{2} + \frac{1}{4}(1+\gamma_{D}^{2})^{2} + \gamma_{Z}(\gamma_{Z}-1)}\right)$$
(4)

для SOI Дрессельхауса (Д), где $c_{\pm} = b_{\pm}/a_{\pm}$ и $\tilde{c}_{\pm} = \tilde{a}_{\pm}/\tilde{b}_{\pm}$. В безразмерных единицах мы выражаем энергию $E \rightarrow (\nu + 1/2)\hbar\omega_B$ в единицах циклотронной энергии, $\hbar\omega_B \equiv \hbar e B_0/m^* c$, а длину $x \rightarrow x l_B/\sqrt{2}$ в магнитной длине, $l_B \equiv \sqrt{\hbar c/eB_0}$. Мы вводим также безразмерные константы взаимодействия SOI Бычкова–Рашбы

и Дрессельхауса $\gamma_R = \sqrt{2}\alpha_R/v_B$ и $\gamma_D = \sqrt{2}\alpha_D/v_B$ с циклотронной скоростью $v_B = \hbar/m^* l_B$ и безразмерную координату центра орбитального вращения $X(k_y) = \sqrt{2}k_y l_B$, а также константу зеемановского взаимодействия $\gamma_Z = gm^*\mu_B c/e\hbar$. Нормировка волновых функций для БР и Д дает амплитуды собственных состояний:

$$a_{\pm} = \left[\int dz \left(\left| D_{\mu \pm} \left(z \right) \right|^2 + \left| c_{\pm} \right|^2 \left| D_{\mu \pm -1}^2 \right| \right) \right]^{-1/2},$$

$$\tilde{b}_{\pm} = \left[\int dz \left(\left| D_{\bar{\mu} \pm} \left(z \right) \right|^2 + \left| \tilde{c}_{\pm} \right|^2 \left| D_{\bar{\mu} \pm -1}^2 \right| \right) \right]^{-1/2}.$$
(5)

Мы строим волновые функции краевых спиновых состояний для SOI БР и Д как

$$\Psi_{k_{y}}(z) = a \begin{pmatrix} \Psi_{\uparrow k_{y}}(z) \\ \Psi_{\downarrow k_{y}}(z) \end{pmatrix}, \quad \tilde{\Psi}_{k_{y}}(z) = \tilde{b} \begin{pmatrix} i\tilde{\Psi}_{\uparrow k_{y}}(z) \\ \tilde{\Psi}_{\downarrow k_{y}}(z) \end{pmatrix}, \quad (6)$$

со спинорными компонентами

$$\Psi_{\uparrow_{k_{y}}}(z) = D_{\mu_{+}}(z) - rD_{\mu_{-}}(z),$$

$$\Psi_{\downarrow_{k_{y}}}(z) = c_{+}D_{\mu_{+}-1}(z) - rc_{-}D_{\mu_{-}-1}(z),$$

$$\Psi_{\uparrow_{k_{y}}}(z) = \tilde{c}_{+}^{1}D_{\tilde{\mu}_{+}-1}(z) - \tilde{r}\tilde{c}_{-}^{1}D_{\tilde{\mu}_{-}-1}(z),$$

$$\tilde{\Psi}_{\downarrow_{k_{y}}}(z) = D_{\tilde{\mu}_{+}}(z) - \tilde{r}D_{\tilde{\mu}_{-}}(z).$$
(7)

В уравнениях (7) введены обозначения $r = D_{\mu_+} \left(-X \left(k_y \right) \right) / D_{\mu_-} \left(-X \left(k_y \right) \right)$ и $\tilde{r} = D_{\tilde{\mu}_+} \left(-X \left(k_y \right) \right) / D_{\tilde{\mu}_-} \left(-X \left(k_y \right) \right)$. С помощью волновых функций находим

$$S_{sn}^{x,y,z}(k_{y}) = \frac{\hbar}{2} \int_{0}^{\infty} dx \Psi_{k_{y}}^{*}(z) \sigma_{x,y,z} \Psi_{k_{y}}(z) \bigg|_{E=E_{m}(k_{y})}.$$
(8)

3. Спектр краевых спиновых состояний

При наличии перпендикулярного магнитного поля эффективность SOI определяется безразмерными константами взаимодействия γ_R, γ_D , которые обратно пропорциональны квадратному корню напряженности магнитного поля, В₀. Здесь мы приводим результаты вычисления для магнитных полей, соответствующих циклотронному расщеплению приблизительно 5 К. В InAs с $m^* = 0.026m_0$ эффективной массой электронной такое циклотронное расщепление достигается при B₀ = 0.1 Т. Приняв коэффициент Рашбы $\alpha_{R} \approx 112.49$ мэВ Å [1], получим для константы SOI Рашбы $\gamma_{R} = 0.45$ и, приняв коэффициент Дрессельхауса $\alpha_D \approx 33.33$ мэВ Å [1], находим константу SOI Дрессельхауса $\gamma_p = 0.133$. Используя значение коэффициента Ланде g = -15[13] для объемного InAs, находим константу эффекта Зеемана $|\gamma_z| = 0.1$. Как мы убедимся ниже, такая сильная относительная связь приводит к существенным изменениям в спектре спиновых краевых состояний, которые измеримы в эксперименте. Константа SOI Рашбы может быть изменена с помощью внешнего электрического поля, в то время как константа SOI Дрессельхауса изменяя структурные параметры. Для того чтобы эффективно сравнить ситуации БР + 3 и Д + 3 и оценить влияние эффекта Зеемана на SOI БР или Дрессельхауса отдельно, мы выполняем свои вычисления для равных констант БР и Д, $\gamma_R = \gamma_D = 0.3$, и зеемановской связи $\gamma_Z = 0.1$. На рис.1 представлен энергетический спектр краевых спиновых состояний, $E_{sn}(k_v)$, как функция импульса k_y , который мы получили решением дисперсионных уравнений (1) и (2) при наличии SOI Дрессельхауса и эффекта Зеемана (рис.1а) и SOI Бычкова-Рашбы и эффекта Зеемана (рис.1b) при $\gamma_R = \gamma_D = 0.3$ и $\gamma_Z = 0.1$. Видно, что для данного квантового числа *n* существуют два спиновых магнитных краевых состояния, $E_{\perp n}(k_{y})$ и $E_{\uparrow n}(k_{y})$ [11]. При отсутствии эффекта Зеемана спектры SOI БР и Д идентичны и расщепление краевых спиновых состояний увеличивается с квантовым числом п. Обе ветви показывают монотонное поведение во всей области изменения k_y . Для больших положительных значений k, энергия краевых спиновых состояний дается спин-расщепленными квазиобъемными уровнями Ландау, в то время как при отрицательных значениях k, спектр описывает спиновые токонесущие орбиты. Влияние эффекта Зеемана на SOI БР и Д слабо для таких значений k_y . На уровнях Ландау влияние эффекта Зеемана для SOI БР отличается от влияния для SOI Д. Видно, что из-за эффекта Зеемана расщепление энергетических уровней для SOI Д увеличивается для всех квантовых чисел n (рис.1a). Ситуация иная в случае SOI БР. При положительных значениях k_{y} эффект Зеемана уменьшает расщепление энергии для квантовых чисел n > 1.



Рис.1. (а) Энергетический спектр для SOI Рашба и эффекта Зеемана. Сплошные и штриховые кривые соответствуют спиновым $\gamma_R = 0.3$, состояниям вниз И вверх, когда $\gamma_z = 0.1$, штрихпунктирные и пунктирные кривые соответствуют спиновым состояниям вниз и вверх, когда $\gamma_R = 0.3$, $\gamma_Z = 0$ [11]; (b) для SOI Дрессельхауса и эффекта Зеемана. Сплошные и штриховые кривые соответствуют спиновым состояниям вниз и вверх, когда $\gamma_D = 0.3$, $\gamma_z = 0.1$, штрихпунктирные и пунктирные кривые соответствуют спиновым состояниям вниз и вверх, когда $\gamma_D = 0.3$, $\gamma_Z = 0$.



Рис.2. Энергетический спектр краевых спиновых состояний как функция от γ (или что является тем же самым, как функция от $B^{-1/2}$) для $X(k_y) = 3$. Сплошные и штриховые кривые соответствуют спиновым состояниям вниз и вверх, когда $\gamma_D = 0.3$, $\gamma_Z = 0.1$, штрихпунктирные и пунктирные кривые соответствуют спиновым состояниям вниз и вверх, когда $\gamma_R = 0.3$, $\gamma_Z = 0.1$.

Как показано в [11], при более сильной эффективности SOI энергетический спектр показывает четко проявленные антипересечения. Это явление наблюдается также при наличии эффекта Зеемана. Развитие антипересечений можно видеть на рис.2, где представлена энергия краевых

спиновых состояний в зависимости от $\gamma_{R,D}$ или, что то же самое, от $1/\sqrt{B_0}$ для $\gamma_z = 0.1$ и заданного значения координаты центра вращения $X(k_y) = 3$. Из рис.2 следует, что в зависимости от константы SOI или магнитного поля эффект Зеемана может увеличить или уменьшить расщепление энергетических уровней. Видно, что при малых значениях связи SOI расщепление энергетических уровней SOI БР и зеемановского взаимодействия уменьшается и приводит к антипересечениям, в то время как расщепление энергетических уровней SOI Д и зеемановского взаимодействия увеличивается.

На рис.3 представлены средние поперечные положения спиновых краевых состояний спина от границы 2DES в случаях, когда $\gamma_D = 0.3$, $\gamma_Z = 0.1$ (рис.3а), $\gamma_R = 0.3$, $\gamma_Z = 0.1$ (рис.3b) и $\gamma_{D,R} = 0.3$, $\gamma_Z = 0$ (рис.3c) [11], как функция их центра орбитального движения, определенного как

$$\Delta x_{sn}\left(k_{y}\right) = \int_{0}^{\infty} dxx \left|\Psi_{k_{y}}\left[x - X\left(k_{y}\right)\right]\right|_{E=E_{sn}\left(k_{y}\right)}^{2}.$$
(9)

Видно, что за исключением больших положительных значений k_y , положение обходящих орбит расщепляется спином как при отсутствии эффекта Зеемана, так и при его наличии, так, чтобы краевые спиновые состояния вверх и вниз были отделены в пространстве. Из полученного спектра мы вычисляем средние компоненты спина вдоль направлений x, y, z с помощью выражения (9).



Рис.3. Среднее положение частицы как функция от k_y для (a) $\gamma_D = 0.3$, $\gamma_Z = 0.1$, (b) $\gamma_R = 0.3$, $\gamma_Z = 0.1$, (c) $\gamma_{D,R} = 0.3$, $\gamma_Z = 0$, [11].

Сплошные и штриховые кривые соответствуют спиновым состояниям вниз и вверх.

На рис.4 представлены $S_{sn}^{x,z}(k_y)$ для случая БР + 3 и $S_{sn}^{y,z}(k_y)$ для случая Д + 3 как функции $X(k_y)$, когда $\gamma_D = 0.3$, $\gamma_Z = -0.1$, (a) n = 1, (b) n = 2, $\gamma_R = 0.3$, $\gamma_Z = 0.1$, и $\gamma_{D,R} = 0.3$, $\gamma_Z = 0$ для (c) n = 1 и (d) n = 2. Как показано в [11], в отсутствие эффекта Зеемана при больших положительных значениях k_y , когда электроны далеки от твердой стены, спины главным образом направлены вдоль направления z. В противоположном пределе отрицательных значений k_y формируются краевые каналы, и спины главным образом направлены в направлении x, перпендикулярно к направлению y электронного движения. Ситуация аналогична для SOI БР при наличии эффекта Зеемана, поскольку $S_{sn}^{y}(k_y) = 0$. Для SOI Д и эффекта Зеемана $S_{sn}^{x}(k_y) = 0$ и в пределе отрицательного k_y спины главным образом ориентированы в направлении y, параллельном направлению электронного движения. Следует отметить, что вследствие расщепления спина абсолютные значения средних компонент спина вверх и вниз не равны, и эта асимметрия становится более сильной с увеличением квантового числа n.



Рис.4. Компоненты *xz* и *yz* среднего значения спина в единицах \hbar как функция от $X(k_y)$ для двух зон: (a) n = 1 и (b) n = 2 для $\gamma_D = 0.3$, $\gamma_Z = 0.1$, $(1 - S_{z\uparrow}, 2 - S_{z\downarrow}, 3 - S_{y\uparrow}, 4 - S_{y\downarrow})$; (c) n = 1 и (d) n = 2 для $\gamma_R = 0.3$, $\gamma_Z = 0.1$ и $\gamma_{D,R} = 0.3$, $\gamma_Z = 0$ $(1 - S_{z\downarrow}, \gamma_R = 0.3$,

271

$\gamma_{z} = 0.1, 2 - S_{z\uparrow}, \gamma_{R} = 0.3, \gamma_{Z} = 0, 3 - S_{z\uparrow}, \gamma_{R} = 0.3, \gamma_{Z} = 0$	0.1,4-
$S_{z\downarrow}, \ \gamma_R = 0.3, \ \gamma_Z = 0, \ 5 - S_{x\downarrow}, \ \gamma_R = 0.3, \ \gamma_Z = 0, \ 6 - S_{x\downarrow}, \ \gamma_Z = 0, \ 6 - S_{x\downarrow}, \ \gamma_Z = 0, \ 6 - S_{x\downarrow}, \ \gamma_Z = 0, \ 7 = 0, $	$R_{R} = 0.3,$
$\gamma_z = 0.1, 7 - S_{x\uparrow}, \ \gamma_R = 0.3, \ \gamma_Z = 0.1, 8 - S_{x\uparrow}, \ \gamma_R = 0.3, \ \gamma_Z = 0.1, 8 - S_{x\uparrow}$	0).

4. Заключение

Таким образом, мы представили точное аналитическое решение краевых спиновых состояний, вызванных совместным действием спин-орбитального взаимодействия Бычкова-Рашбы и зеемановского взаимодействия или спинорбитального взаимодействия Дрессельхауса и зеемановского взаимодействия, а также ограничивающего плоского потенциального барьера в двумерной электронной системе, подвергнутой действию перпендикулярного квантующего магнитного поля. Точное решение проблемы способствует более глубокому интуитивному пониманию и может помочь в изучении транспорта спина через краевые каналы. Показано, что рассмотрение зеемановского эффекта приводит к увеличению или уменьшению расщепления энергетических уровней. Вычислены спектральные свойства краевых спиновых состояний при наличии эффекта Зеемана и показано, что из-за спин-орбитального взаимодействия краевые спиновые состояния расщеплены не только по энергии, но также отделены пространственно. Из полученного спектра вычислены средние компоненты спина вдоль направлений x, y, z и показано, что в случае спинорбитального взаимодействия Дрессельхауса и зеемановского взаимодействия электронные спины направлены вдоль направления распространения краевых спиновых состояний, то есть вдоль границы образца. Это отличается от случая спин-орбитального взаимодействия Бычкова-Рашбы и зеемановского взаимодействия, где спины ориентированы перпендикулярно к направлению распространения краевых состояний.

Автор выражает благодарность С.М. Бадаляну за постановку задачи и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. J.Fabian, A.Matos Abiague, C.Ertler, P.Stano, I.Žutić. Acta Phys. Slov., 57, 565 (2007).
- 2. I.Žutić, J.Fabian, S. Das Sarma. Rev. Mod. Phys., 76, 323 (2004).
- 3. S.A.Wolf, D.D.Awschalom, R.A.Buhrman, J.M.Daughton, S. von Molnár, M.L.Roukes, A.Y.Chtchelkanova, D.M.Treger. Science, 294, 1488 (2001).
- 4. M.I.D'yakonov, V.Yu.Kachorovskii. Sov. Phys. Semicond., 20, 110 (1986).
- 5. Y.K.Kato, R.C.Myers, A.C.Gossard, D.D.Awschalom. Science, 306, 1910 (2004).
- 6. S.M.Badalyan, G.Vignale. Phys. Rev. Lett., 103, 196601 (2009).
- 7. C.P.Weber, N.Gedik, J.E.Moore, J.Orenstein, J.Stephens, D.D.Awschalom. Nature (London), 437, 1330 (2005).
- 8. S.M.Badalyan, C.S.Kim, G.Vignale, Phys. Rev. Lett., 100, 016603 (2008).
- 9. B.A.Bernevig, J.Orenstein, S.C.Zhang. Phys. Rev. Lett., 97, 236601 (2006).
- 10. S.M.Badalyan, A.Matos-Abiague, G.Vignale, J.Fabian. Phys. Rev. B, 79, 205305 (2009).
- 11. V.L.Grigoryan, A.M.Abiague, S.M. Badalyan. Phys. Rev. B., 80, 165320 (2009).

- 12. Yun-Juan Bao, Huai-Bing Zhuang, Shun-Qing Shen, Fu-Chun Zhang. Phys. Rev. B, 72, 245323 (2005).
- 13. В.Я.Алешкин, В.И.Гавриленко, А.В.Иконников, С.С.Криштопенко, Ю.Г.Садофьев, К.Е.Спирин. Физика и техника полупроводников, 42, 7 (2008).

ԵԶՐԱՅԻՆ ՍՊԻՆԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԸ ԵՐԿՉԱՓ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՀԱՄԱԿԱՐԳԵՐՈՒՄ ԶԵԵՄԱՆԻ ԷՖԵԿՏԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Վ.Լ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ

Ուսումնասիրված են ուղղահայաց մագնիսական դաշտում գտնվող և մի կողմից անվերջ մեծ պոտենցիալային պատով սահմանափակված երկչափ էլեկտրոնային համակարգում Բիչկով-Ռաշբայի սպին-օրբիտալ փոխազդեցության և Զեեմանի էֆեկտով կամ Դրեսսելիաուսի սպին-օրբիտալ փոխազդեցության և Զեեմանի էֆեկտով պայմանավորված եզրային սպինային վիձակները։ Ստացված են սպինային եզրային վիձակների էներգիական սպեկտրը բնութագրող ձշգրիտ անալիտիկ արտահայտությունները և ուսումնասիրված են էներգիաների կախվածությունները իմպուլսից և մագնիսական դաշտից։ Հաշվարկվել են սպինի միջին արժեքները և էլեկտրոնների միջին լայնակի դիրքերը։ Ցույց է տրված, որ ըստ սպինի այլասերման բացակայությունը հանգեցնում է ոչ միայն էներգիական մակարդակների ձեղքման, այլ նաև տարբեր սպին ունեցող էլեկտրոնների տարածական բաժանման։ Սպին-օրբիտալ փոխազդեցության տիպից և գլխավոր քվանտային թվից կախված Զեեմանի էֆեկտը մեծացնում կամ փոքրացնում է էներգիական մակարդակների ձեղքումը ծավալային Լանդաուի մակարդակներում, մինչդեռ եզրային վիձակներում Զեեմանի էֆեկտի ազդեցությունը փոքր է։

SPIN EDGE STATES IN TWO-DIMENSIONAL ELECTRON SYSTEMS IN THE PRESENCE OF ZEEMAN EFFECT

V.L. GRIGORYAN

We study the spin edge states, induced by the combined effect of Bychkov-Rashba spin-orbit and Zeeman interactions or of Dresselhaus spin-orbit and Zeeman interactions in a two-dimensional electron system, exposed to a perpendicular quantizing magnetic field and restricted by a hard-wall confining potential. We derive an exact analytical formula for the dispersion relations of spin edge states and analyze their energy spectrum versus the momentum and the magnetic field. We calculate the average spin components and the average transverse position of electron. It is shown that by removing the spin degeneracy, spin-orbit interaction splits the spin edge states not only in the energy but also induces their spatial separation. Depending on the type of spin-orbit coupling and the major quantum number, the Zeeman term in the combination with the spin-orbit interaction increases or decreases essentially the splitting of bulk Landau levels while it has a weak influence on the spin edge states. УДК 621.315

ОБ УСИЛЕНИИ ОПТИЧЕСКОГО СИГНАЛА В СТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ

Г.Р. ДЖАМАЛЯН

Арцахский государственный университет, Степанакерт, НКР

(Поступила в редакцию 25 марта 2010 г.)

Рассмотрена возможность использования структур с квантовыми точками в качестве среды для усиления слабого оптического сигнала. Показано, что в подобных структурах возможен переход от поглощения к усилению без создания в них инверсной населенности.

1. Введение

Известно, что полупродниковые гетероструктуры с квантовыми точками (КТ) позволяют изучать широкий спектр квантовых эффектов без обращения к природным атомным и ионным системам [1]. Использование структур с КТ, способных интегрироваться в монолитные схемы высокоскоростной оптоэлектроники, предопределяет задачи, связанные с изучением в них различных нелинейных оптических эффектов. Особой популярности изучения нелинейных оптических эффектов в структурах с КТ способствовало то обстоятельство, что вследствие квантового ограничения многие нелинейные эффекты проявляются при сравнительно малых полях [2-4]. Такую перенормировку концепции "сильного поля" в основном связывают с δобразным спектром плотности состояний и гигантской силой осциллятора оптических переходов на единицу объема квантовой точки [5].

С другой стороны, в силу уникальных нелинейных свойств структур с массивом КТ, достаточно хорошо изученное явление оптической бистабильности [6] может не только наблюдаться, но и быть управляемым. В этом случае открывается возможность даже без оптического резонатора эффективно усиливать малые изменения входной интенсивности или слабого отдельного светового сигнала, когда ансамбль КТ взаимодействует с относительно интенсивным когерентным излучением.

В работах [7,8] показано, что для обращения знака коэффициента поглощения двухуровневой системы, возбуждаемой мощным монохроматическим излучением, нет необходимости в инверсии населенности. В оптической области этот эффект был продемонстрирован в экспериментах по наблюдению режима оптического транзистора, а затем прямыми измерениями

усиления в парах натрия [9] с использованием слабого пробного пучка на другой частоте.

Целью данной работы является оценка условий перехода от поглощения к усилению слабого оптического сигнала в присутствии относительно сильного электромагнитного излучения для структур с КТ.

2. Теория

Рассмотрим взаимодействие когерентного излучения с массивом КТ, описываемое системой связанных уравнений Максвелла–Блоха [10]. Будем полагать, что все КТ одинаковые; тогда для однородно уширенной линии имеем:

$$\frac{1}{c}\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial z} = -\frac{\alpha_0}{2} \left(\frac{\tau_1}{\tau_2}\right)^{1/2} \upsilon, \qquad (1a)$$

$$\frac{\partial \upsilon}{\partial t} = -\left(\frac{1}{\tau_1 \tau_2}\right)^{1/2} F_W - \frac{\upsilon}{\tau_2},\tag{16}$$

$$\partial u/\partial t = 0,$$
 (1B)

$$\frac{\partial w}{\partial t} = \left(\frac{1}{\tau_1 \tau_2}\right)^{1/2} F \upsilon - \frac{w+1}{\tau_1}.$$
(1r)

Здесь $F = 2\mu E(\tau_1 \tau_2)^{1/2}/\hbar$, а $\alpha_0 = 8\pi\omega N\mu^2 \tau_2/n_0\hbar c$ – линейный коэффициент поглощения, E – медленно изменяющаяся амплитуда поля, τ_1 и τ_2 – соответственно, времена релаксации и инверсии, w – поляризация с синфазной u и противофазной υ компонентами, N – плотность двухуровневых KT, имеющих переходы на частоте ω с электрическим дипольным моментом перехода μ , n_0 – показатель преломления.

Для определения условий усиления малой модуляции *F*, введем малое отклонение *F*₁ от стационарных решений, т.е.

$$F(z,t) = F_0(z) + F_1(z,t),$$
(2B)

$$\upsilon(z,t) = \upsilon_0(z) + \upsilon_1(z,t), \qquad (26)$$

$$w(z,t) = w_0(z) + w_1(z,t).$$
 (2B)

При этом стационарные решения F_0 , υ_0 и w_0 даются выражениями

$$\partial F_0 / \partial z = -(\alpha_0 / 2) F_0 / (1 + F_0^2),$$
 (3a)

$$v_0 = (\tau_2/\tau_1)^{1/2} F_0/(1+F_0^2),$$
 (36)

$$w_0 = -1/(1+F_0^2), (3B)$$

которые получаются в результате совместного решения системы уравнений (1а)–(1г) при условии $\partial F/\partial t = \partial \upsilon/\partial t = \partial w/\partial t = 0$ [10].

Подставляя (2а)–(2в) в (1а)–(1г), с учетом (3а)–(3в) в линейном приближении, для F_1 , v_1 , w_1 получаем следующую систему уравнений:

$$\frac{1}{c}\frac{\partial F_1}{\partial t} + \frac{\partial F_1}{\partial z} = -\frac{\alpha_0}{2} \left(\frac{\tau_1}{\tau_2}\right)^{1/2} \upsilon_1, \qquad (4a)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t} = -\left(\frac{1}{\tau_1 \tau_2}\right)^{1/2} \left(F_0 w_1 + w_0 F_1\right) - \frac{\mathbf{v}_1}{\tau_2},\tag{46}$$

$$\frac{\partial w_1}{\partial t} = \left(\frac{1}{\tau_1 \tau_2}\right)^{1/2} \left(F_0 \upsilon_1 + \upsilon_0 F_1\right) - \frac{w_1}{\tau_1}.$$
(4B)

В стационарном режиме $(\partial F_1/\partial t = \partial v_1/\partial t = \partial w_1/\partial t = 0)$, исключая из (4а)– (4в) v_1 и w_1 , для F_1 находим

$$\frac{\partial F_1}{\partial z} = -\frac{\alpha_0 F_1}{2} \frac{1 - F_0^2}{\left(1 + F_0^2\right)^2}$$
(5)

или для безразмерной интенсивности $I = F^2$

$$\partial I_1 / \partial z = -\alpha_0 I_1 (1 - I_0) / (1 + I_0)^2.$$
 (5a)

Из (5а) видно, что при $I_0 < 1$ имеет место поглощение, а при $I_0 > 1$ дифференциальное усиление, равное

$$\Gamma = \frac{1}{I_1} \frac{\partial I_1}{\partial z} = \alpha_0 \frac{I_0 - 1}{\left(1 + I_0\right)^2}.$$
(6)

Таким образом, показано, что в структурах с КТ возможен переход от поглощения к усилению без создания инверсной населенности.

3. Обсуждение результатов

Из (6) очевидно следует, что с увеличением α_0 будет расти и дифференциальное усиление. Однако необходимо отметить, что этот рост будет просходить до тех пор, пока эффект насыщения поглощения не будет играть доминирующую роль. Действительно, этот эффект проявляется в уширении и сглаживании формы линии, так что максимальное значение коэффициента поглощения уменьшается согласно выражению [10]

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1+I},$$

Однако, как показано в работах [11,12], замечательной чертой линии поглощения структур с массивом КТ является отсутствие уширения линии при

увеличении плотности оптической накачки. Этот факт указывает на то, что в этих системах насыщение поглощения, несомненно, является особенностью их спектра плотности состояний, и как следствие, может управляться, например, в зависимости от числа и размеров КТ.

Корректность предположения об одиночной однородно уширенной линии подтверждается рядом независимых экспериментов [13] и связана с высокой однородностью по размерам массива КТ.

Оценка коэффициента усиления для значений параметров $\omega \approx 10^{15} \text{ c}^{-1}$, $\mu \approx 3 \times 10^{-15}$ ед. СГСЭ, $N \approx 7 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $\tau_2 \approx 10^{-12}$ с, $n_0 \approx 4$, входящих в α_0 , дает $\Gamma \approx 100 \text{ см}^{-1}$. Выбор таких значений параметров, на наш взгляд, адекватно отражает физические условия в структурах с КТ.

Автор выражает благодарность Ал.Г. Алексаняну за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. **Ж.И.Алферов.** ФТП, **32**, 3 (1998).
- 2. А.Ж.Хачатрян и др. ФТП, 41, 67 (2007).
- 3. Ал.Г.Алексанян. Изв. НАН Армении, Физика, 42, 305 (2007).
- 4. Al.G.Alexanian, G.R.Jamalian. Proc. of the Seventh Int. Conf. "Semiconductor Microand Nanoelectronics", Tsakhcadzor, Armenia, 2009, p.22.
- 5. **Н.Н.Леденцов и др.** ФТП, **32**, 385, (1998).
- 6. P.D.Dummond. Optical Bistability, New York, Plenum Press, 1981.
- 7. S.Haroche, F.Hartman. Phys. Rev A, 6, 1280 (1972).
- 8. S.L.McCall. Appl. Phys. Let., 32, 284 (1978).
- 9. F.Y.Wu et al. Phys. Rev Let., 38, 1077 (1977).
- 10. Л.Аллен, Дж.Эберли. Оптический резонанс и двухуровневые атомы, М., Мир, 1978.
- 11. N.N.Ledentsov et al. Sol. State Electron., 40, 785 (1996).
- 12. **D.Bimberg et al.** Thin Solid Films, **267**, 32 (1995).
- 13. V.Bressler-Hill et al. Phys. Rev. B, 50, 8479 (1994).

ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԿԵՏԵՐՈՎ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐՈՒՄ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԱԶԴԱՆՇԱՆՆԵՐԻ ՈՒԺԵՂԱՑՄԱՆ ՀՆԱՐԱՎՈՐՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Գ.Ռ. ՋԱՄԱԼՅԱՆ

Առաջարկված է քվանտային կետերով կառուցվածքները օգտագործել որպես թույլ օպտիկական ազդանշանը ուժեղացնող միջավայր։ Ցույց է տրված, որ նման կառուցվածքներում հնարավոր է առանց բնակեցման ինվերսիայի անցում` կլանումից դեպի ուժեղացում։

ON THE AMPLIFICATION OF OPTICAL SIGNAL IN STRUCTURES WITH QUANTUM DOTS

G.R. JAMALIAN

The structures with quantum dots are considered as a medium for the amplification of a weak optical signal. It is shown that in such structures a transition from absorption to amplification is possible without creating of population inversion.

УДК 539.2

ОПТИЧЕСКОЕ ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В АМОРФНОМ КВАРЦЕ

А.Г. МКРТЧЯН, А.А. АСЛАНЯН, З.Г. АМИРХАНЯН, В.Р. КОЧАРЯН, А.Е. МОВСИСЯН

Институт прикладных проблем физики НАН Армении, Ереван

(Поступила в редакцию 25 марта 2010 г.)

Экспериментально исследовано индуцированное оптическое переходное излучение электронов с энергией 7.5 МэВ на неоднородностях, обусловленных потерями энергии электронов.

Экспериментальные и теоретические исследования оптического переходного излучения (ОПИ) релятивистских электронов проведены в металлах и диэлектриках многими научными группами [1-3]. Во всех экспериментах по ОПИ регистрация проводилась в геометрии назад по отношению движения электронов. Получено хорошее согласие результатов теории и экспериментов.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию ОПИ в аморфном кварце. Эксперименты проведены на микротроне ЕрФИ.

Рабочие параметры пучка электронов следующие: энергия электронов – 7.5 МэВ, средний ток микротрона – $I \approx 0.05$ –1 мкА, диаметр пучка – 4 мм, угловая расходимость – порядка 0.02 радиан, длительность макроимпульса – 2 мкс, частота повторения импульсов – 50 Гц, число микроимпульсов в макроимпульсе – 6000. Схема эксперимента приведена на рис.1. В качестве образца была взята призма из плавленого кварца с размерами $3.0 \times 3.0 \times 3.0$ см.

На рис.2а, б приведено распределение траектории электронного пучка по продольному и поперечному направлениям движения электронов. На рис.2в, г представлены результаты расчетов методом Монте-Карло распределения потерь энергии электронов по траектории пучка. Как видно, имеет место хорошее соответствие экспериментальных данных с расчетными.

Из вышеуказанных результатов видно, что выбранные условия эксперимента обеспечивают полное поглощение электронов и возможность регистрации фотонов в прямой геометрии, без использования отклоняющего магнита.

В поперечном направлении размер призмы обеспечивает условия полного внутреннего отражения ($\theta_{int} \approx 43^\circ$), формирования в образце черенковского излучения ($\theta_{Cher} \approx 46.8^\circ$) и обеспечивает условие разделения

регистрации черенковского излучения и ОПИ ($\theta_{pr} \approx \gamma^{-1} \approx 3.6^{\circ}$), что позволяет регистрацию слабого ОПИ.



Рис.1. Схема эксперемента.



Рис.2. а), б) Распределение траектории электронов по продольному и поперечному направлениям движения электронов; в), г) расчеты методом Монте-Карло.



Рис.3. Результаты регистрации ОПИ в аморфном кварце: а) $\theta_{tr} \approx \gamma^{-1}$;

б) с указанием угловой ориентации поляризатора к пучку ОПИ.

Результаты регистрации ОПИ в геометрии $\theta_{tr} \approx \gamma^{-1}$ приведены на рис.За и при наличии поляризатора перед детектором на рис.Зб. Как видно из этих рисунков, ОПИ поляризовано.

Таким образом, угловое распределение и существование поляризации излучения говорит об ОПИ, которое формируется на неоднородностях, индуцированных потерями энергии электронов при прохождении по образцу.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. **Г.М.Гарибян, Ян Ши.** Рентгеновское переходное излучение. Ереван, изд. АН Арм. ССР, 1983.
- 2. **А.П.Потылицын.** Излучение электронов в периодических структурах. Томск, НТЛ, 2009.
- 3. А.Р.Мкртчян, Л.Ш.Григорян, Р.Г.Габриелян, А.А.Саарян, А.Г. Мкртчян. Препринт ИППФ АН Арм. ССР, Ереван, 1987.

ԱՄՈՐՖ ԿՎԱՐՑՈՒՄ ՌԵԼՅԱՏԻՎԻՍՏԱԿԱՆ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԱՆՑՈՒՄԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ

Ա.Հ. ՄԿՐՏՉՅԱՆ, Ա.Ա. ԱՍԼԱՆՅԱՆ, Զ.Գ. ԱՄԻՐԽԱՆՅԱՆ, Վ.Ռ. ՔՈՉԱՐՅԱՆ, Ա.Ե. ՄՈՎՍԻՍՅԱՆ

Փորձնականորեն հետազոտված է 7.5 ՄէՎ էներգիայով էլեկտրոնների ոչ հավասարաչափ կորուստով պայմանավորված անհամասեռությունների վրա ինդուկտված օպտիկական անցումային Ճառագայթումը։

OPTICAL TRANSITION RADIATION OF RELATIVISTIC ELECTRONS IN AMORPHOUS QUARTZ

A.G. MKRTCHYAN, A.A. ASLANYAN, Z.G. AMIRKHANYAN, V.R. KOCHARYAN, A.E. MOVSISYAN

Induced optical transition radiation of electrons with the energy 7.5 MeV on inhomogeneities caused by energy losses of electrons has been investigated.

УДК 548.7

РАСЧЕТ ФУНКЦИИ СМЕЩЕНИЯ АТОМОВ КРИСТАЛЛА ПРИ НАЛИЧИИ ТЕМПЕРАТУРНОГО ГРАДИЕНТА

А.Е. МОВСИСЯН

Институт прикладных проблем физики НАН Армении, Ереван

(Поступила в редакцию 25 марта 2010 г.)

Решено уравнение теплопроводности в соответствии с условиями проведенных экспериментов. Получено выражение для функции смещения. Предложен метод расчета функций смещения для разных осей симметрии кристалла, позволяющий определить фактор Дебая-Валлера.

1. Введение

Изучение дифракционных особенностей ангстремных длин волн при внешних воздействиях (температурный градиент, акустическое поле) [1-4] представляет большой интерес, так как оно позволяет получить управляемые в пространстве и во времени рентгеновские лучи с высокой монохроматичностью и большой интенсивностью. В частности, в работе [1] экспериментально показано, что при наличии определенных условий (температурного градиента (TГ) и акустических волн) происходит полная переброска рентгеновских лучей от направления прохождения в направление отражения. Для изучения этих явлений возникает необходимость задать вид функции смещения для деформированных кристаллов.

Настоящая работа посвящена изучению температурного поля внутри кристалла и пространственного распределения функции смещения от положения равновесия атомов, когда кристалл помещен в разных средах с разными коэффициентами теплоотдачи.

2. Теория

При заданном ТГ, в связи с теплообменом между кристаллом и окружающей средой, по толщине пластинки монокристалла в направлении от центра кристалла к его боковым граням появляется дополнительный ТГ, приводящий к деформациям атомных плоскостей. Задача сводится к нахождению температурного поля и, следовательно, к решению уравнения теплопроводности для анизотропной среды (кристалл).

Предположим, что кристалл имеет форму прямого параллелепипеда с размерами *a*, 2*b*, 2*c*. Тогда, исходя из симметрии, координатные оси можно

выбрать по главным осям симметрии кристалла 0 < x < a, -c < y < c, -b < z < b (см. рис.1).



Рис.1. Схематическая картина воздействия температурного градиента на монокристалл кварца.

Допустим, что на поверхности кристалла x=0 поддерживается температура T_1 , а на x=a (где a – размер кристалла по оси x) температура T_2 . Тогда на поверхностях z=b, z=-b и y=c, y=-c имеет место свободный теплообмен со средой с температурой T_2 .

Задача сводится к решению системы уравнений

$$\chi_{1} \frac{\partial^{2}T}{\partial x^{2}} + \chi_{3} \frac{\partial^{2}T}{\partial z^{2}} + \chi_{3} \frac{\partial^{2}T}{\partial z^{2}} = 0,$$

$$T(0, y, z) = T_{1}, \ T(a, y, z) = T_{2},$$

$$\frac{\partial T}{\partial z} + h(T - T_{2}) = 0, \ z = b, \ \frac{\partial T}{\partial z} - h(T - T_{2}) = 0, \ z = -b,$$

$$\frac{\partial T}{\partial y} + h(T - T_{2}) = 0, \ y = c, \ \frac{\partial T}{\partial y} - h(T - T_{2}) = 0, \ y = -c,$$

(1)

где χ_1, χ_2, χ_3 ($\chi_2 = \chi_3$) – коэффициенты теплопроводности по осям *x*, *y* и *z*, соответственно, а $h = H/\chi_3$, где H – коэффициент теплоотдачи кристалл–среда.

Решая систему уравнений (1), получим:

$$T(x, y, z) = T_2 + 4h^2(T_1 - T_2) \sum_{j=1}^{\infty} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{\sinh[l(a-x)]\cos\sqrt{\frac{\chi_1}{\chi_2}}\gamma_i y \cos\sqrt{\frac{\chi_1}{\chi_2}}\beta_j z}{\sinh(la)\cos\beta_j b \cos\gamma_i c[(\beta_j^2 + h^2)b + h][(\gamma_i^2 + h^2)c + h]}, \quad (2)$$

где β_n – решение следующих трансцендентных уравнений:

$$\gamma_i \tan \gamma_i c = h, \quad \beta_i \tan \beta_i b = h, \quad l^2 = i^2 + j^2. \tag{3}$$

Функция смещения атомов от положения равновесия $\mathbf{u}(\mathbf{r})$ в общем случае является тензором:

$$u_i = e_{ij} x_j, \tag{4}$$

где $e_{ij} = \partial u_i / \partial x_j$ являются компонентами симметричного полярного тензора 2-го ранга деформаций.

При однородном изменении температуры на величину ΔT кристалл испытывает однородную деформацию, описываемую уравнением

$$e_{ii} = \alpha_{ii} \Delta T, \tag{5}$$

где α_{ij} – компоненты тензора 2-го ранга теплового расширения по соответствующим координатным осям. Но при выборе координатных осей вышеуказанным способом (см. рис.1) тензор принимает диагональный вид:

$$\alpha_{ij} = \begin{cases} 0 & i \neq j, \\ \alpha_i & i = j, \end{cases}$$
(6)

где α_i – главные коэффициенты теплового расширения. В частности, для кварца $\alpha_1 = \alpha_2$.

Из (4) и (5) для смещения имеем:

$$\partial u_i / \partial x_i = \alpha_{ii} \Delta T. \tag{7}$$

Следует учесть, что в задачах дифракции заметный вклад в дифракционные процессы дает та компонента вектора смещения $\mathbf{U}(\mathbf{r})$, которая направлена вдоль вектора дифракции \mathbf{h} [5,6]. В частности, если вектор дифракции направлен вдоль *x*, то для U_x имеем

$$U_x = \int_0^x \alpha_1 \Delta T(\xi, y, z) d\xi.$$
(8)

Подставляя (2) в (8), для компонента вектора смещения U_x получаем

$$U_{x}(x, y, z) = -4h^{2}(T_{1} - T_{2})\sum_{i}^{\infty} \sum_{j}^{\infty} \frac{ch(a - x)\cos\sqrt{\frac{\chi_{1}}{\chi_{2}}}\gamma_{i}y\cos\sqrt{\frac{\chi_{1}}{\chi_{2}}}\beta_{j}z}{lshla\cos\beta_{j}b\cos\gamma_{i}c\{(\beta_{i}^{2} + h^{2})b + h\}\{(\gamma_{j}^{2} + h^{2})c + h\}}.$$
 (9)

На рис.2 представлено пространственное распределение температурного поля внутри кристалла кварца. Для атомных плоскостей (1011) кристалла кварца пространственная картина функции смещения показана на рис.3.

Отметим, что полученные результаты находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными [7].

Таким образом, показано, что приложенный перпендикулярно к атомным плоскостям температурный градиент приводит к изгибу атомных плоскостей. Фактически предложен метод для расчета функций смещения при разных осях симметрии кристалла, т.е. для определения фактора Дебая–Валлера.

Автор выражает благодарность академику А.Р. Мкртчяну за постановку задачи и полезные обсуждения.



Рис.2. Пространственное распределение температурного поля внутри кристалла кварца.



Рис.3. Пространственное распределение функции смещения для атомных плоскостей (1011) кристалла кварца.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. А.Р.Мкртчян, М.А.Навасардян, В.К.Мирзоян. Письма в ЖТФ, 8, 677 (1982).
- 2. A.R.Mkrtchyan, M.A.Navasardyan, R.G.Gabrielyan. Phys. Lett. A, 116, 444 (1986).
- 3. A.R.Mkrtchyan et al. Solid State Commun., 59, 147 (1986).
- 4. А.Р.Мкртчян, Р.Г.Габриелян, А.А.Асланян, А.Г.Мкртчян, Х.В.Котанджян. Изв. АН Арм.ССР, Физика, 25, 297 (1986).
- 5. S.Takagi. Acta Cryst., 15, 1211 (1962)
- 6. S.Takagi. J. Phys. Soc. Japan, 26, 1239 (1969)
- 7. С.Н.Нореян, В.К.Мирзоян, В.Р.Кочарян. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, № 1, 18 (2004).

CALCULATION OF DISPLACEMENT FUNCTION OF CRYSTAL ATOMS IN THE PRESENCE OF TEMPERATURE GRADIENT

A.E. MOVSISYAN

The thermal conductivity equation is solved with allowance for experimental conditions. An expression for the displacement function is derived. A method for calculation of displacement functions for different axes of symmetry of a crystal is offered.

УДК 548.732

НОВЫЙ МЕТОД ВЫЧИСЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ И ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ, ДИНАМИЧЕСКИ РАССЕЯННЫХ В МОНОКРИСТАЛЛАХ С ДЕФЕКТАМИ

А.М. ЕГИАЗАРЯН, К.М. ГЕВОРКЯН, А.К. АТАНЕСЯН

Институт прикладных проблем физики НАН Армении, Ереван

(Поступила в редакцию 25 марта 2010 г.)

Предложен новый метод вычисления интенсивностей рентгеновских лучей и тепловых нейтронов, динамически рассеянных в монокристаллах с дефектами, путем сопоставления динамической теории брэгговской дифракции рентгеновских лучей и тепловых нейтронов в совершенных монокристаллах и теории их малоуглового рассеяния.

1. Введение

Исследование явлений динамической дифракции рентгеновских лучей и тепловых нейтронов в монокристаллах является актуальной задачей современной физики твердого тела. В общих чертах эти явления описываются одинаковыми уравнениями. Однако интегрирование этих уравнений (уравнения Такаги для рентгеновских лучей) в случае несовершенных монокристаллов или монокристаллов с дефектами является непростой задачей. Оно предполагает преодоление громоздких математических вычислений, что ограничивает эффективность исследований, особенно с точки зрения предсказания новых явлений. Для преодоления этого неудобства мы предлагаем новый метод вычисления интенсивностей рентгеновских лучей и тепловых нейтронов, многократно рассеянных в монокристаллах с некоторыми дефектами.

2. Теория

Предположим, что пучок рентгеновских лучей под углом Брэгга падает на монокристалл с дефектом (рис.1). Амплитуду дифрагированной волны будем рассматривать как результат двухэтапной дифракции.

На первом этапе пучок рентгеновских лучей динамически рассеивается на совершенном монокристалле (брэгговская дифракция). На втором этапе дифрагированные на первом этапе волны претерпевают малоугловое рассеяние на дефекте. На первом этапе происходит динамическая брэгговская дифракция рентгеновского пучка на совершенном монокристалле, для которого амплитуды дифрагированных волн известны [1]. На втором этапе дифрагированные на первом этапе волны претерпевают фраунгоферовскую или френелевскую дифракцию на дефекте, в зависимости от размеров дефекта и параметров геометрии регистрации интенсивности дифрагированного излучения.



Рис.1. Схема падения лентообразного пучка на кристалл.

Будем считать, что монохроматический пучок рентгеновских лучей $\psi_0^i(\mathbf{r})$ под углом Брэгга падает на непоглощающий монокристалл со статическим дефектом (рис.1). Согласно выдвинутой идее, амплитуды волн $\psi_0(\mathbf{r})$ и $\psi_h(\mathbf{r})$ в первом приближении [2] можно представить в виде

$$\Psi_{0,h}(\mathbf{r}) = \Psi_{0,h}^{0}(\mathbf{r}) \operatorname{m} \frac{\nu}{4\pi} \eth \Psi_{0,h}^{0}(\mathbf{r}') \frac{\exp(ik|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} U(\mathbf{r}') d\mathbf{r}', \qquad (1)$$

где $\psi_{0,h}(\mathbf{r})$ – амплитуды динамически дифрагированных на совершенном кристалле волн, v – параметр, характеризующий силу взаимодействия волны $\psi_{0,h}^0$ с дефектом, $U(\mathbf{r}')$ – локальное смещение атомов от их положения в совершенном кристалле, \mathbf{r} – радиус-вектор наблюдаемой точки, интегрирование идет по объему распределения дефекта. Разница знаков плюс и минус следует из закона сохранения энергии, так как наблюдаемое усиление волны $\psi_h(\mathbf{r})$, рассеянной на дефекте, происходит за счет ослабления волны $\psi_0(\mathbf{r})$.

Выражение (1) представляет решение объемной задачи. Из анализа этого решения можно, в частности, предсказать явление переброски рентгеновских лучей из направления прохождения в направление отражения [3], а также явление фокусировки пучка, дифрагированного на дефекте в кристалле. В некоторых случаях можно рассмотреть обратную задачу – определение функции локального смещения $U(\mathbf{r})$ атомов от их положения в совершенном монокристалле и т.д.

В частности, рассмотрим явление модуляции рентгеновских лучей, многократно рассеянных на совершенном монокристалле кварца, где присутствует стоячая акустическая волна [4,5]. Согласно схеме эксперимента (рис.2), лентообразный монохроматический пучок рентгеновских лучей падает на монокристалл кварца под точным углом Брэгга, когда по толщине кристалла присутствует стоячая акустическая волна. В условиях эксперимента можно принять, что $U = U_0 \cos(2\pi k_{ak} z)$, где k_{ak} – волновое число акустической волны. Выражение (1) приводится к виду

$$\Psi_{0,h}(x,y) = \Psi_{0,h}^{0}(x,y) \mp \frac{\nu U_{0}}{4\pi} \int_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} \Psi_{0,h}^{0}(0,z) \frac{\exp(ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|)}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \cos(2\pi k_{ak}z) dz, \qquad (2)$$

где $\Psi_{0,h}^0$ – плосковолновое решение для совершенного монокристалла, d – толщина кристалла. Имея в виду численные значения параметров геометрии и излучения проделанного эксперимента, интеграл в выражении (2) приводится к интегралу Френеля, реальная часть которого с точностью до постоянного множителя имеет вид

$$\int_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} \cos\left[-kz\sin\theta_B\frac{\Delta x}{2d_0} + k\frac{z^2\cos\theta_B}{4d_0}\right]\cos\left(2\pi k_{ak}z\right)dz,\tag{3}$$

где θ_{B} – точный угол Брэгга, Δx – расстояние рассматриваемой точки на фотопластинке от ее центра, k – волновое число рентгеновской волны внутри кристалла. Результаты численного интегрирования приведены на рис. 3.



Рис.2. Схема дифракции пучка на кристалле при наличии стоячей акустической волны.

Из численного интегрирования (3) следует, что в геометрических сечениях как для проходящего, так и для отраженного пучков имеют место определенные осцилляции амплитуд, которые точно характеризуют экспериментальные результаты [3,4].



Рис.3. Результаты численного интегрирования для 1-ой (а), 3-ей (б), 5-ой (в) и 7-ой (г) гармоник.

3. Заключение

В заключение отметим, что выражение (1) представляет общее выражение для амплитуд нейтронных и рентгеновских пучков, многократно рассеянных на монокристаллах, содержащих дефекты различного вида. Из анализа этого выражения можно предсказать и количественно оценить известные и новые динамические явления при дифракции этих пучков.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. З.Г.Пинскер. Рентгеновская кристаллооптика. М., Наука, 1982.
- 2. Д.И.Свергун, Л.А.Фейнгин. Рентгеновское и нейтронное малоугловое рассеяние. М., Наука, 1986.
- 3. А.Р.Мкртчян, М.А.Навасардян, В.К.Мирзоян. Письма в ЖТФ, 8, 677 (1982).
- 4. В.К.Мирзоян, А.А.Егиазарян, Э.Г.Багдасарян, П.В.Мирзоян. Изв. НАН Армении, Физика, 42, 355 (2007).
- 5. В.К.Мирзоян, А.А.Егиазарян, В.Н.Агабекян, П.В.Мирзоян. Изв. НАН Армении, Физика, 43, 104 (2008).

ԱՐԱՏՆԵՐՈՎ ՄԻԱԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ ԴԻՆԱՄԻԿ ՑՐՎԱԾ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԵՎ ՋԵՐՄԱՅԻՆ ՆԵՅՏՐՈՆՆԵՐԻ ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՀԱՇՎԱՐԿՄԱՆ ՆՈՐ ՄԵԹՈԴ

Ա.Մ. ԵՂԻԱԶԱՐՅԱՆ, Կ.Մ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ, Ա.Կ. ԱԹԱՆԵՍՅԱՆ

Առաջարկված է միաբյուրեղներում դինամիկ ցրված ռենտգենյան ձառագայթների և ջերմային նեյտրոնների ինտեսիվությունների հաշվարկման նոր մեթոդ համադրելով ռենտգենյան ձառագայթների և ջերմային նեյտրոնների կատարյալ միաբուրեղներում Բրեգի դինամիկ ցրման և փոքր անկյան տակ ցրման տեսությունները։

A NEW METHOD FOR CALCULATING THE INTENSITY OF X-RAYS AND THERMAL NEUTRONS DIFFRACTED IN SINGLE CRYSTALS WITH DEFECTS

A.M. YEGHIAZARYAN, K.M. GEVORGYAN, A.K. ATANESYAN

We propose a new method for calculating the intensity of X-rays and thermal neutrons diffracted in a single crystal with some defects. Comparing the theories of Bragg diffraction of X-rays and thermal neutrons in perfect single crystals and their small-angle scattering theories, we propose a new method for calculating the intensity of X-rays and thermal neutrons diffracted in single crystals with defects. УДК 548.7

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЙ КОЭФФИЦИЕНТ ПОГЛОЩЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ В КРИСТАЛЛАХ ПРИ НАЛИЧИИ ТЕМПЕРАТУРНОГО ГРАДИЕНТА

В.Р. КОЧАРЯН, Р.Ш. АЛЕКСАНЯН, К.Г. ТРУНИ

Институт прикладных проблем физики НАН Армении, Ереван

(Поступила в редакцию 25 марта 2010 г.)

Экспериментально и теоретически исследовано поведение интерференционного коэффициента поглощения рентгеновского излучения для монокристалла кварца в геометрии Лауэ при наличии температурного градиента. Регистрировалось суммарная интенсивность проходящего и дифрагированного рентгеновского излучения от разных семейств отражающих атомных плоскостей монокристалла кварца. Показано, что с увеличением температурного градиента резко уменьшается коэффициент поглощения рентгеновского излучения, достигая своего минимального значения при определенном значении температурного градиента.

1. Введение

Исследование взаимодействия излучений ангстремных длин волн с искаженными монокристаллами имеет большое значение для современной физики твердого тела и научного приборостроения. Открытие явления полной переброски рентгеновского излучения от направления прохождения в направление отражения в геометрии Лауэ [1] при $\mu t \ge 1$ (где t – толщина кристалла, μ – линейный коэффициент поглощения) явилось весомым вкладом в развитие этой области. В работах [2,3] экспериментально исследовано поведение коэффициента линейного погощения рентгеновских лучей в монокристаллах по геометрии Лауэ и показано, что наличие температурного градиента [2] и ультразвуковых колебаний [3] приводит к существенному уменьшению поглощения рентгеновских лучей (при ультразвуковых колебаниях – до зануления).

В настоящей работе проведены экспериментальные и теоретические исследования данного процесса при наличии температурного градиента.

2. Эксперимент

Экспериментальные исследования проводились по схемам с двумя и тремя кристаллами. В качестве источника излучения использовалась характеристическая линия MoK_{α} рентгеновской трубки Мо БСВ-27. Эксперименты проводились для разных отражающих атомных плоскостей монокристаллов кварца разной толщины при наличии температурного градиента. Для исследования отмеченного явления кристалл качался в области угла Брэгга и с помощью сцинтилляционного счетчика одновременно регистрировалась суммарная интенсивность проходящего и дифрагированного рентгеновского излучения.

На рис.1 приведена зависимость суммарной интенсивности рентгеновского излучения от отклонения от точного угла Брэгга при разных значениях температурного градиента, приложенного к кристаллу.



Рис.1. Зависимости относительной суммарной интенсивности рентгеновского излучения от отклонения от точного угла Брэгга, при разных значениях температурного градиента (1 - dT/dx = 0, 2 - dT/dx = 35 град/см, 3 - dT/dx = 75 град/см, 4 - dT/dx = 135град/см) и разных толщинах кристалла: a) t = 4.28 мм, б) t = 3.5 мм.

Из рисунка видно, что с увеличением температурного градиента, приложенного перпендикулярно к отражающим атомным плоскостям кристалла, интерференционный коэффициент поглощения рентгеновского излучения уменьшается во всей области дифракции и достигает своего минимального значения при определенном значении температурного градиента.

3. Обсуждение результатов

Распространение рентгеновских волновых полей в кристалле вблизи условия Брэгга описывается уравнениями Такаги. В этих уравнениях, вместо бесконечного набора блоховских волн, волновое поле представляется в виде двух пространственно неоднородных волновых пакетов с квазиамплитудами $D_0(\mathbf{r})$ и $D_h(\mathbf{r}) : D(\mathbf{r}) = D_0(\mathbf{r})e^{-2\pi i \mathbf{K}_0 \mathbf{r}} + D_h(\mathbf{r})e^{-2\pi i \mathbf{K}_h \mathbf{r}}$, где $D_0(\mathbf{r})$ и $D_h(\mathbf{r}) -$ медленно изменяющиеся функции координат (по сравнению с экспоненциальными функциями), а волновые векторы \mathbf{K}_0 и \mathbf{K}_h связаны условием Брэгга $\mathbf{K}_h = \mathbf{K}_0 + \mathbf{h}$, где $\mathbf{h} -$ вектор обратной решетки для данной серии атомных плоскостей (*hkl*). В свою очередь, квазиамплитуды $D_0(\mathbf{r})$ и $D_h(\mathbf{r})$ представляются обычно в виде суммы квазиамплитуд двух волновых мод, которым соответствуют слабо и сильно поглощаемые волновые поля в неискаженном кристалле.

При этом в деформированном кристалле из-за искажений пространственной решетки плотность электронного заряда $\rho(\mathbf{r})$ и определяемая им поляризуемость $\chi(\mathbf{r})$ перестают быть периодическими функциями координат с периодом решетки. Но при допущении малости дисторсии $\partial u_i/\partial x_j$ (*i*, *j* = 1, 2, 3) можно считать, что электронная плотность заряда и, следовательно, поляризуемость остаются неизменными по модулю и просто перемещаются в решетке на вектор смещения *u*(**r**). Это равносильно замене всех Фурье-компонент поляризуемости χ_h на $\chi_h e^{-2\pi i \mathbf{h} \mathbf{u}}$, где $\chi_h - \Phi$ урье-компоненты поляризуемости неискаженного кристалла. Параметр $\alpha(\mathbf{r}) = 2\pi \partial \mathbf{h} \mathbf{u}/\partial S_h$ определяет локальное смещение от точного условия Брэгга, обусловленное смещением рассеивающих центров из положения равновесия, а $\partial \alpha/\partial S_0 = 2\pi \partial^2 \mathbf{h} \mathbf{u}/\partial S_0 \partial S_h$ определяет скорость изменения этого смещения в пространстве. Здесь S_0 и S_h – косоугольная система координат с осями, параллельными волновым векторам \mathbf{K}_0 и \mathbf{K}_h .

Отметим также, что фотопоглощение и другие явления, описывающие потери энергии первичной волны (например, эффект Комптона и др.) учитываются тем, что Фурье-компоненты поляризуемости $\chi(\mathbf{r})$ кристалла, а именно, χ_0 , χ_h и χ_h рассматриваются как комплексные величины: $\chi_0 = \chi_0 + i\chi_{0i}$, $\chi_h = \chi_{hr} + i\chi_{hi}$, $\chi_h = \chi_{hr} + i\chi_{hi}$.

Основным параметром, определяющим дифракцию вблизи условия Брэгга, является произведение $\chi_h \chi_h = \phi_{hr} + i\phi_{hi}$, где $\phi_{hr} = \chi_{hr} \chi_{hr} - \chi_{hi} \chi_{hi} \approx |\chi_{hr}|^2$, $\phi_{hi} = 2 |\chi_{hr}| |\chi_{hi}|$, $(|\chi_{hi}| < |\chi_{hr}|)$ – реальные величины. Заметим также, что реальная часть Re{ $\chi_h \chi_h$ } = ϕ_{hi} описывает когерентные явления взаимодействия излучения с решеткой, а мнимая часть Im{ $\chi_h \chi_h$ } = ϕ_{hi} – некогерентные процессы, в частности, фотопоглощение.

Для объяснения экспериментальных результатов были решены уравнений Такаги, описывающие распространение волнового поля в деформированом кристалле. В плоскости рассеяния XOZ, исходя из экспериментальных результатов [4], на определенном расстоянии от нагреваемой грани кристалла функцию смещения U_x можно представить в виде

$$U_{x} = \left(t^{2} - (t - 2z)^{2}\right) / 8R, \qquad (1)$$

где *t* – толщина кристалла, *R* – радиус кривизны отражающих атомных плоскостей.

Пусть в симметричной геометрии Лауэ на кристалл падает плоская монохроматическая рентгеновская волна. В этом случае, с учетом (1), в двухволновом приближении уравнения Такаги принимают следующий вид:

$$\begin{cases} \frac{\partial D_h}{\partial z} - i \frac{C \chi_h K}{2 \cos \theta} e^{-i h \bar{u}} D_0 - i \frac{(\chi_0 - b) K}{2 \cos \theta} D_h = 0\\ \frac{\partial D_0}{\partial z} - i \frac{\chi_0 K}{2 \cos \theta} D_0 - i \frac{C \chi_{\bar{h}} K}{2 \cos \theta} e^{i h \bar{u}} D_h = 0 \end{cases}$$
(2)

где параметр b ($b = -2\sin\theta\Delta\theta$) характеризует отклонение от точного брэгговского угла, θ – угол падения, а C – поляризационный множитель. Использована декартовая система координат (x, z), связанная с системой (S_0, S_h) соотношениями: $z = (S_0 + S_h)\cos\theta$, $x = (S_0 + S_h)\sin\theta$.

Граничные условия для амплитуд D_0 и D_h на входной поверхности кристалла z = 0 принимают вид $D_0 = D_{ins}$ и $D_h = 0$. Введя обозначения

$$\eta = \frac{bK}{4\cos\theta}, \ \alpha = \frac{1}{2} \frac{\partial \mathbf{h} \mathbf{u}}{\partial z}, \ C_h = \frac{C\chi_h K}{2\cos\theta}, \ C_{\bar{h}} = \frac{C\chi_{\bar{h}} K}{2\cos\theta},$$

$$D_h = \tilde{D}_h e^{i\left(\frac{\chi_0 K}{2\cos\theta} z - \frac{bK}{2\cos\theta} z - \frac{\mathbf{h} \mathbf{u}}{2}\right)}, \ D_0 = \tilde{D}_0 e^{i\left(\frac{\chi_0 K}{2\cos\theta} z - \frac{bK}{2\cos\theta} z + \frac{\mathbf{h} \mathbf{u}}{2}\right)},$$
(3)

получим

$$\begin{cases} \frac{\partial \tilde{D}_{h}}{\partial z} + i(\eta - \alpha)\tilde{D}_{h} - iC_{h}\tilde{D}_{0} = 0, \\ \frac{\partial \tilde{D}_{0}}{\partial z} - i(\eta - \alpha)\tilde{D}_{0} - iC_{\overline{h}}\tilde{D}_{h} = 0. \end{cases}$$

$$\tag{4}$$

Из уравнений (4) для \tilde{D}_h имеем

$$\partial^2 \tilde{D}_h / \partial z^2 + W^2(z) \tilde{D}_h = 0, \qquad (5)$$

где $W^2(z) = C_h C_{\overline{h}} + (\eta - \alpha)^2 - i \partial \alpha / \partial z$, с граничными условиями

$$D_h = 0; \quad \frac{dD_h}{dz} = iC_h D_{\rm ins}.$$
 (6)

При слабых деформациях $\sqrt{W(z)} \left(1 / \sqrt{W(z)} \right)^{"} << W^2(z)$ уравнение (5) можно записать в виде

$$\partial^2 \tilde{D}_h / \partial z^2 + \left(W^2(z) - \sqrt{W(z)} \left(1 / \sqrt{W(z)} \right)^{"} \right) \tilde{D}_h = 0, \tag{7}$$

решение которого будем искать в следующем виде:

$$\tilde{D}_{h} = \frac{1}{\sqrt{W(z)}} \left(\tilde{A}e^{i \int_{0}^{z} W(\tau) d\tau} + \tilde{B}e^{-i \int_{0}^{z} W(\tau) d\tau} \right), \tag{8}$$

где \tilde{A} и \tilde{B} – постоянные, которые определяются из граничных условий.

Исходя из граничных условий (6) и обозначений (3), окончательно для D_0 и D_h получим

$$D_{h}(z) = \frac{C_{h}D_{ins}}{2\sqrt{W(0)W(z)}} \left(\exp\left(\frac{2A - C_{i}}{C_{r}}f(z) - \frac{K\chi_{0i}}{2\cos\theta}z\right) \exp\left(i[\varphi(z) + \psi_{1}(z) + f(z)]\right) - \exp\left(\frac{C_{i} - 2A}{C_{r}}f(z) - \frac{K\chi_{0i}}{2\cos\theta}z\right) \exp\left(-i[\varphi(z) + \psi_{2}(z) + f(z)]\right)\right),$$

$$D_{0} = \frac{D_{ins}}{2\sqrt{W(0)W(Z)}} \left(\left(i\left(W(z) - \eta - \frac{\partial\alpha}{\partial z}\right) - \frac{1}{2W(z)}\frac{\partial W(z)}{\partial z}\right) \exp\left(\frac{2A - C_{i}}{C_{r}}f(z) - \frac{K\chi_{0i}}{2\cos\theta}z\right)\right) \times \\ \times \exp\left(i\left[\varphi(z) + \psi_{1}(z) + f(z)\right]\right) + \left(i\left[W(z) + \eta + \frac{\partial\alpha}{\partial z}\right] + \frac{1}{2W(Z)}\frac{\partial W(z)}{\partial z}\right) \times$$

$$\left(10\right) \times \exp\left(\frac{C_{i} - 2A}{C_{r}}f(z) - \frac{K\chi_{0i}}{2\cos\theta}z\right) \exp\left(-i\left[\varphi(z) + \psi_{2}(z) + f(z)\right]\right)\right),$$

где

$$f(z) = \frac{2Az + \eta - At + \sqrt{(2Az + \eta - At)^{2} + C_{r}}}{\eta - At + \sqrt{(\eta - At)^{2} + C_{r}}},$$

$$\varphi(z) = \frac{(2Az + \eta - At)\sqrt{(2Az + \eta - At)^{2} + C_{r}} - (\eta - At)\sqrt{(\eta - At)^{2} + C_{r}}}{4A},$$

$$\psi_{1,2}(z) = \pm \left(\frac{K \operatorname{Re} \chi_{0}}{2 \cos \theta} + 2\eta\right) z \pm A \left(zt - z^{2}\right),$$

$$C_{r} = \operatorname{Re}(C_{h}C_{\overline{h}}), \ C_{i} = \operatorname{Im}(C_{h}C_{\overline{h}}), \ A = \frac{h}{2R}.$$
(11)

Из (9) и (10) видно, что даже в отсутствии потерь энергии ($C_i = 0$) возникает некое затухание (или возрастание) амплитуды, обусловленное мнимым членом $i\partial \alpha/\partial z = iq = \text{const.}$ Мнимая часть $\text{Im}\{C_h C_{\bar{h}}\} = C_i$ обуславливает слабое и сильное интерференционное поглощение двух волновых мод кристаллического волнового поля. В частности, при точном выполнении условии Брэгга, коэффициенты поглощения этих мод для неискаженного кристалла определяются как

$$\sigma_{1,2} = (\mu/\cos\theta_B) (1 \pm c |\chi_{hi}/\chi_{0i}|).$$
(12)

С учетом дополнительного мнимого члена, согласно (9) и (10), в случае дефор-

мированного кристалла, эти коэффициенты определяются как

$$\boldsymbol{\sigma}_{1,2} = (1/\cos\boldsymbol{\theta}_B) \Big[\boldsymbol{\mu} \big(1 \pm c \left| \boldsymbol{\chi}_{hi} / \boldsymbol{\chi}_{0i} \right| \big) \pm q / 2\pi k c \left| \boldsymbol{\chi}_{hr} \right| \Big], \tag{13}$$

где $q = (1/2)\partial^2 h u / \partial z^2$ и обратно пропорционально локальной кривизне атомных плоскостей.

Очевидно, что дополнительный член в (5), обусловленный искривлением отражающих поверхностей, не описывает необратимые потери энергии из-за фотопоглощения и других явлений некогерентного рассеяния, сопровождающих взаимодействие излучения с атомами решетки, так как он не зависит от коэффициента линейного поглощения (µ). В отличие от них этот член описывает дифракционное перераспределение энергии между модами кристаллического волнового поля. В зависимости от знака q, т.е. от знака кривизны отражающих плоскостей, происходит "перекачка" энергии от сильно поглощающихся мод к модам со слабым поглощением или наоборот. Так что в случае искаженной таким образом решетки теряет смысл разделение на "сильно" и "слабо" поглощаемые моды. С другой стороны, вклад третьего члена в правой части (5) может быть значительным в зависимости от |q|, т.е. от степени "искривленности" отражающих плоскостей. При слабых деформациях $q/2\pi kc |\chi_{hr}| \ll \mu$ в формировании волнового поля значительна роль неупругого взаимодействия излучения с решеткой, а при "средних" деформациях $q/2\pi kc |\chi_{br}| \cong \mu$ превалирует роль дифракционного перераспределения энергии между модами. При сильных деформациях $q/2\pi kc |\chi_{hr}| >> \mu$ взаимодействие излучения с решеткой перестает быть "динамическим" и каждая малая область кристалла рассеивает излучение независимо от других областей (кинематическое рассеяние). Роль многократных отражений волнового поля становится ничтожным, а само излучение пронизывает кристалл с линейным поглощением. Все вышесказанное подтверждается экспериментальными данными, согласно которым пропускная способность кристалла сначала незначительно падает, потом с увеличением скорости деформации нарастает, достигает максимума и быстро спадает при дальнейшем увеличении поля деформации.

Анализ выражений (9) и (10) показывает, что с углублением в кристалл наличие кривизны приводит к увеличению амплитуды дифрагированного слабопоглощаемого поля (первое слагаемое в (9)) за счет одновременного уменьшения амплитуды дифрагированного сильнопоглощаемого поля (второе слагаемое в (9)) и амплитуды проходящего поля (10), где оба слагаемых уменьшаются. С увеличением кривизны отражающих атомных плоскостей возрастает энергия, перебрасываемая в дифрагированное слабопоглощающее поле, а при определенном значении кривизны вся энергия перебрасывается в это поле, т.е. остальные поля зануляются. Вследствие этого значительно уменьшается коэффициент поглощения кристалла. Последующее увеличение кривизны приводит к уменьшению энергии, перебрасываемой в дифрагированное слабопоглощающее поле (коэффициент поглощения снова уменьшается).



Рис.2. Относительные суммарные интенсивности в зависимости от расстройки от точного брэгговского угла, при разных кривизнах отражающих атомных плоскостей (1011) монокристалла кварца: а) при толщине t = 3.5 мм: 1) A = 0, 2) A = 300, 3) A = 900, 4) A = 1230; 6) при толщине t = 4.28 мм: 1) A = 0, 2) A = 200, 3) A = 600, 4) A = 950.

Для пояснения вышеуказанных процессов поглощения были проанализированы суммарные интенсивности проходящих и дифрагированных пучков. На рис.2 представлены суммарные интенсивности в зависимости от расстройки от точного брэгговского угла, в области столика Дарвина, при разных кривизнах отражающих атомных плоскостей. Видно, что с уменьшением радиуса кривизны коэффициент поглощения существенно уменьшается во всей области столика Дарвина.

Теоретические расчеты были проведены для монокристалла кварца для нескольких семейств отражающих атомных плоскостей, однако вышеуказанный эффект наиболее ярко наблюдался для отражающих плоскостей (1011).

4. Заключение

Таким образом, показано, что с увеличением температурного градиента, примененного перпендикулярно к отражающим атомным плоскостям монокристалла кварца, интерференционный коэффициент поглощения рентгеновского излучения резко уменьшается во всей области дифракции и достигает своего минимального значения при определенном значении температурного градиента.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. А.Р.Мкртчян, М.А.Навасардян, В.К.Мирзоян. Письма в ЖТФ, 8, 677 (1982).
- 2. В.К.Мирзоян, С.Н.Нореян. Тезисы докладов V Всесоюзного совещания по когерентному взаимодействию излучения с веществом, Симферополь, 2–8 октября 1990, с.142.
- 3. В.К.Мирзоян, А.Р.Мкртчян, А.Г.Мкртчян, С.Н.Нореян, В.В.Вагнер, Г.Праде, В.Матц, Н.Шелл. Тезисы докладов V Национальной конференции по применению рентгеновского, синхротронного излучения, нейтронов и электронов для исследования наноматериалов и наносистем, Москва, 14–19 ноября 2005, с.286.
- 4. С.Н.Нореян, В.К.Мирзоян, В.Р.Кочарян. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, № 1, 18 (2004).

ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԻՆՏԵՐՖԵՐԵՆՑԻՈՆ ԿԼԱՆՄԱՆ ԳՈՐԾԱԿԻՑԸ ՋԵՐՄԱՅԻՆ ԳՐԱԴԻԵՆՏԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՆ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐՈՒՄ

Վ.Ռ. ՔՈՉԱՐՅԱՆ, Ռ.Շ. ԱԼԵԿՍԱՆՅԱՆ, Կ.Գ. ԹՐՈՒՆԻ

Փորձնականորեն և տեսականորեն հետազոտված է կվարցի միաբյուրեղներում ռենտգենյան ձառագայթման ինտերֆերենցիոն կլանման գործակցի վարքը Լաուէի երկրաչափությամբ ջերմային գրադիենտի առկայության պայմաններում։ Գրանցվել են անցած և անդրադարձած ռենտգենյան ձառագայթման գումարային ինտեսիվությունները կվարցի միաբյուրեղի տարբեր անդրադարձնող ատոմական հարթությունների ընտանիքներից։ Ցույց է տրված, որ անդրադարձնող ատոմական հարթությունների ընտանիքներից։ Ցույց է տրված, որ անդրադարձնող ատոմական հարթությունների ընտանիքին ուղղահայաց կիրառված ջերմային գրադիենտի արժեքի մեծացմանը զուգընթաց կտրուկ նվազում է ռենտգենյան ձառագայթման կլանման գործակիցը՝ հասնելով իր ամենափոքր արժեքին ջերմային գրադիենտի որոշակի արժեքի դեպքում։

INTERFERENCE ABSORPTION COEFFICIENT OF X-RAYS IN CRYSTALS IN THE PRESENCE OF TEMPERATURE GRADIENT

V.R. KOCHARYAN, R.Sh. ALEKSANYAN, K.G. TRUNI

The interference coefficient of anomalous transmission of X-rays is investigated theoretically and experimentally for quartz single crystal under the influence of a temperature gradient in Laue geometry. The sum of transmitted and reflected beam intensities was registered for different families of atomic planes of quartz single crystal. It is shown that increasing of temperature gradient perpendicular to atomic planes results in a drastic reduction of the absorption coefficient of X-rays with a minimum at a certain value of the temperature gradient. УДК 548.732

РЕНТГЕНОГРАФИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ НАДМОЛЕКУЛЯРНОЙ СТРУКТУРЫ ПОЛИХЛОРОПРЕНА НАИРИТ

А.А. МАРТИРОСЯН

Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 21 декабря 2009 г.)

Рентгенографическим методом исследована надмолекулярная структура полихлоропрена наирит. Показано, что относительная степень кристалличности уменьшается с ростом температуры полимеризации. При сравнительно низких температурах (18–30°С) в наиритах происходит интенсивное образование зародышей и одновременно разрушаются имеющиеся кристаллиты. Хотя средние размеры кристаллитов уменьшаются, степень кристалличности увеличивается. При более высоких температурах (>30°С) плавление имеющихся кристаллитов и уменьшение числа зародышей приводит к уменьшению степени кристалличности и средних размеров кристаллитов.

1. Введение

Известно, что структура полимерных веществ слагается соответственным образом в зависимости от предыстории получения температуры полимеризации, концентрации мономера регулятора, т.д. Однако И надмолекулярная структура полимеров (НМС) не остается без изменения - под влиянием внешних факторов (температуры среды, излучения, старения) она претерпевает значительные изменения, что влечет за собой изменение их физико-механических свойств.

В настоящей работе проведено рентгенографическое исследование НМС наирита (степень кристалличности, размеры кристаллитов) в зависимости от температуры полимеризации. Рассмотрен также характер изменения этих параметров в зависимости от температуры окружающей среды.

2. Методика эксперимента

Нами исследовались образцы наирита, заполимеризованные при температурах 0, 20, 30, 40 и 70°С. Из них выпариванием разбавленного раствора полихлоропрена в бензоле [1] при комнатной температуре изготавливались пленки толщиной 0.2–0.3 мм. От всех образцов снимались дифракционные кривые на рентгеновской установке ИРИС-3М (анодное излучение Cu K_{α}). Расстояние от образца до ионизационного счетчика составляло 180 мм. Термическая обработка обеспечивалась сконструированным нами и приспособленным к рентгеновскому аппарату нагревателем.

Для определения структурных изменений полимеров с разными температурами полимеризации (T_p) в зависимости от температуры измерения (T_m) образцы нагревали от комнатной температуры (20°С) до температуры плавления (75°С) с интервалом 5°С. Точность поддержания температуры составляла 1°С.

3. Результаты эксперимента и обсуждение

Поскольку полимер, полученный при 75° С, является наиболее аморфным из всех образцов, его структура принята на 100% аморфной, а образцы, полученные полимеризацией при 0°С, на 100% кристаллическими (рис.1). По полученным дифракционным кривым методом, изложенным в работах [2,3], рассчитывалась относительная степень кристалличности. Полученные данные приведены в табл. 1.



Рис.1. Дифракционные кривые от образцов наирита, заполимеризованных при следующих температурах: а) 0°, б) 20°, в) 30°, г) 50°, д) 75° С. Дифракционные углы θ трех пиков слева направо – 12° 6', 13° 15', 14° 39'.

Табп	1
1 u0.11.	1.

Температура полимеризации, °С	0	20	30	50	75
Интегральная интенсивность, мм ²	1030	870	780	480	330
Относительная степень кристалличности, %	100	77	69	13	0

Для температурных исследований от каждого образца снимались дифракционные кривые, которые записывались через 30 мин после установления нужной температуры (предварительные измерения показали, что этого времени достаточно для завершения процессов структурных изменений).

Относительная степень кристалличности рассчитывалась по формуле [2] $A = (I_m - I_a)/(I_c - I_a) + B$, где I_a , I_c и I_m – интегральные интенсивности дифракционных кривых в интервале углов 4–40° для полностью аморфного, кристаллического и исследуемого полимеров, соответственно, B – фактор нормализации (в наших расчетах B = 0) (см. табл.1).

На рис.1 представлены дифракционные кривые, полученные от образцов наирита, заполимеризованных при разных температурах полимеризации. На рис.2 приведены кривые, показывающие характер изменения размеров кристаллитов и степени кристалличности в наиритах с температурами полимеризации 20°, 30° и 40° в зависимости от температуры исследования.

Для всех образцов, заполимеризованных при 20°, 30° и 40°С, с ростом температуры размеры кристаллитов убывают (рис.2а). Однако для кривых на рис.2а наблюдается определенная закономерность – размеры кристаллитов для образцов с $T_p = 20$ °С уменьшаются быстро в области сравнительно низких температур (20–30°С), в то время как в образцах с $T_p = 40$ °С размеры кристаллитов уменьшаются быстрее в области 30–40°С (кривые 1 и 3, соответственно). Кривая же 2, соответствующая $T_p = 30$ °С, с ростом T_m спадает монотонно.

Полученные данные можно объяснить следующим образом. С повышением температуры примерно до 30°С во всех образцах происходит частичное плавление мелких и дефектных кристаллитов, а также появление и рост новых, за счет которых средние размеры кристаллитов уменьшаются. Процесс кристаллизации в образцах с $T_p = 20$ °С протекает более интенсивно, чем в образцах с $T_p = 30$ и 40°С, о чем свидетельствует начальный ход кривой 1. В образцах с низкой температурой полимеризации это объясняется меньшей разветвленностью и большей способностью образования новых кристаллитов, а также разрушением сравнительно малого числа дефектных кристаллитов [4,5]. На рис.26 приведена зависимость степени кристалличности тех же образцов от температуры измерения. Как следует из хода кривых, вначале степень кристалличности растет, а затем, достигая некоторого максимума, начинает падать. Для образцов с $T_p = 30$ °С это значение больше, чем у образцов с $T_p = 20$ °С
и 40°С. Если сопоставить эти данные с результатами изменений размеров кристаллитов, то можно



Рис.2. Изменение размеров кристаллитов (а) и степени кристалличности (б) в наиритах с различными T_p в зависимости от температуры измерения: 1) $T_p = 20^\circ$, 2) $T_p = 30^\circ$, 3) $T_p = 40^\circ$.

заметить, что для всех образцов с увеличением T_m , несмотря на уменьшение средних размеров кристаллитов, увеличивается степень кристалличности. Это кажущееся противоречие можно объяснить следующим образом. Благодаря усилению тепловых колебаний, происходит перестройка надмолекулярной структуры полимера, а именно, разрушение имеющихся и зарождение новых кристаллических образований. Ввиду этого средние размеры кристаллитов уменьшаются и в то же время увеличивается степень кристалличности. Для разных образцов (с разными T_p) наиболее благоприятные условия кристаллизации (возникновение зародышей) могут создаваться при разных температурах, что и является причиной различия в ходе этих кривых.

С дальнейшим ростом температуры зародышеобразование уменьшается. Следовательно, уменьшаются и средние размеры кристаллитов, и степень кристалличности.

В образцах, пролежавших в течение месяца при комнатной температуре, степень кристалличности продолжает расти при почти постоянных размерах кристаллитов (образцы с $T_p = 20$ и 30°С). В то же время в образцах с $T_p = 40$ °С

они не претерпевают заметных изменений ввиду большей разветвленности макромолекулярных цепей [6,7].

Таким образом, из вышеизложенного можно заключить следующее:

1) относительная степень кристалличности уменьшается с увеличением температуры полимеризации;

 при сравнительно низких температурах измерения (от комнатной температуры до 30°С) в наиритах происходит интенсивное образование новых центров (зародышей) кристаллитов с одновременным разрушением имевшихся дефектных кристаллитов;

3) с увеличением температуры от 30° до температуры плавления в наиритах имеет место процесс разрушения образовавшихся кристаллитов, а число вновь образовавшихся центров уменьшается, что приводит к уменьшению степени кристалличности и средних размеров кристаллитов.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.А.Мартиросян, Ю.А.Рапян, П.А.Безирганян. Высокомол. соед., 14, 620 (1972).

2. М.А.Мартынов, К.А.Вылегжанина. Рентгенография полимеров. Л., Химия, 1972.

3. Л.Манделькерн. Кристаллизация полимеров. М-Л., Химия, 1966.

4. А.А.Мартиросян, Ю.А.Рапян, П.А.Безирганян. Уч. записки ЕГУ, 3, 126 (1974).

5. Н.Гейлорд, Г.Марк. Линейные и стереорегулярные полимеры. М., ИЛ, 1962.

6. В.П.Гордиенко, Р.В.Подлесный, Т.Г.Сичкарь. Пластические массы, 6, 10 (2006).

7. В.П.Гордиенко, Р.В.Подлесный, Т.Г.Сичкарь. Пластические массы, 6, 14 (2008).

ՆԱԻՐԻՏ ՊՈԼԻՔԼՈՐՈՊՐԵՆԻ ՎԵՐՄՈԼԵԿՈՒԼԱՅԻՆ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔԻ ՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԱՅԻՆ ԿԱԽՎԱԾՈՒԹՅԱՆ ՌԵՆՏԳԵՆԱՉԱՓԱԿԱՆ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ա.Հ. ՄԱՐՏԻՐՈՍՅԱՆ

Ռենտգենագրական եղանակով ուսումնասիրված է նաիրիտ պոլիքլորոպրենի վերմոլեկուլային կառուցվածքը։ Յույց է տրված, որ հարաբերական բյուրեղացման աստիձանը փոքրանում է պոլիմերացման ջերմաստիձանի աձին զուգընթաց։ Համեմատաբար ցածր ջերմաստիձանների դեպքում (18–30°C) նաիրիտում ընթանում է սաղմերի ինտենսիվ գոյացում։ Միաժամանակ քանդվում են արդեն գոյություն ունեցող բյուրեղիկները։ Չնայած բյուրեղիկների միջին չափերը փոքրանում են, մեծանում է բյուրեղացման աստիձանը։ Ավելի բարձր ջերմաստիձանների դեպքում (<30° C) բյուրեղների հալումը և սաղմերի թվի նվազումը բերում է և բյուրեղացման աստիձանի և բյուրեղիկների միջին չափերի փոքրացմանը։

X-RAY INVESTIGATION OF THE TEMPERATURE DEPENDENCE OF NAIRIT POLYCHLOROPREN PERMOLECULAR STRUCTURE

A.H. MARTIROSYAN

The permolecular structure of nairit polychloropren was investigated by X-ray diffraction technique. It is shown that the degree of relative crystallization decreases according to the polymerization temperature. The intensive crystalline formation takes place at comparatively low (18–30° C) temperature. At the same time the existing crystallites are destroyed. Though the degree of crystallization increases, the average sizes of crystallites decreases. The melting and decreasing of the number of crystallites at higher temperatures (>30°) result in a decrease in the average value of crystallite sizes and crystallization degree.