УДК 620.186:621.03.53

О. П. МАКСИМКИН, Л. Г. ТУРУБАРОВА, Т. А. ДОРОНИНА, Э. С. АЙТХОЖИН

ФАЗОВАЯ ПЕРЕКРИСТАЛЛИЗАЦИЯ И РАСПУХАНИЕ ФЕРРИТНОЙ НЕРЖАВЕЮЩЕЙ СТАЛИ, ОБЛУЧЕННОЙ В РЕАКТОРЕ БН-350

Исследованы изменения микроструктуры и свойств нержавеющей ферритной стали 12Х13М2БФР (ЭП-450) – материала шестигранного чехла отработавшей тепловыделяющей сборки реактора на быстрых нейтронах БН-350. Установлено, что при сравнительно низких температурах облучения (~300°С) и интегральной повреждающей дозе 40,3 сна в стали преобладает процесс распада первичного цементита с образованием хромистого феррита и растворенного в нем углерода. Обсуждается влияние фазовой перекристаллизации на радиационное распухание и удельную плотность феррито-мартенситной стали.

Нержавеющие стали являются основным конструкционным материалом для чехлов и оболочек тепловыделяющих сборок (ТВС) реакторов на быстрых нейтронах и в этой связи необходимо тщательно исследовать закономерности их радиационной повреждаемости в процессе эксплуатации, а также такие практически важные эффекты, как радиационное упрочнение, охрупчивание, ползучесть и, особенно, вакансионное (газовое) распухание. Эти проблемы, применительно к атомному реактору БН-350, подробно рассматриваются, например, в [1–4].

Как правило, при изучении распухания большое внимание уделяется скорости радиационной повреждаемости (radiation flux [dpa/s] – смещений на атом в секунду, сна/с) [5]. Полагают [2, 3], что, когда скорость радиационной повреждаемости уменьшается, в значительной степени сокращается инкубационный период процесса распухания, т.е. при уменьшении флакса следует ожидать увеличения распухания реакторных сталей. Это особенно важно для БН-350, так как среди известных на сегодняшний день быстрых реакторов он характеризуется наименьшей температурой жидкометаллического теплоносителя на входе (280°С) и низкой скоростью набора дозы – 10^{-8} – 10^{-6} сна/с. Очевидно, что различное сочетание величин скорости радиационной повреждаемости и температур облучения может привести к разнообразным последствиям влияния нейтронного облучения на распухание. Особенно это касается сложных сплавов с метастабильной структурой, в которых возможны структурно-фазовые превращения под облучением. Структура, образующаяся на различных этапах этих превращений, по разному сказывается на распухании. Например, распад пересыщенного твердого раствора, затянутый во времени, особенно на стадиях предвыделений, благоприятно влияет на захват вакансий и в результате уменьшается вероятность образования их скоплений, а также величина распухания сплава [6].

В то же время, согласно [7], в аустенитных нержавеющих сталях наиболее крупные поры связаны с выделениями. При этом поверхность преципитата служит дополнительным стоком для вакансий, диффундирующих по ней, в пору. В этом случае распад твердого раствора способствует распуханию [8], которое сопровождается необратимым изменением размеров и формы ТВС.

Известно также, что наименьшим формоизменением при эксплуатации в быстрых реакторах характеризуются шестигранные чехлы ТВС, изготовленные из нержавеющих ферритных сталей. Так, по данным, приведенным в [9], для феррито-мартенситной стали ЭП-450 распухание при повреждающей дозе 90 сна не превышает 2%. Эта величина является практически приемлемой, но тем не менее для разработки ТВЭЛов реакторов следующего поколения необходимы систематические исследования влияния радиационных и температурных полей на структуру и физико-механические свойства материалов ядерно-энергетических установок.

В настоящей статье приведены и обсуждаются результаты материаловедческих исследований нержавеющей стали, облученной быстрыми нейтронами, выполненные в рамках работ по декомиссии реактора БН-350.

Образцы и методы исследования. Исследовали состояние материала чехла отработавшей тепловыделяющей сборки 715.17003.1188 реактора БН-350 – нержавеющую сталь феррито-мар-

тенситного класса 12Х13М2БФР (ЭП-450) следующего состава: C-0,13; Cr-12,83; Ni-0,14; Mo-1,62; Nb-0,45; Si-0,4; Mn-0,34; V-0,16 (вес.%). Стальная радиоактивная пластина размером 5x5x2 мм, облученная до повреждающей дозы ~40,3 сна при температуре ~300°C, была вырезана из грани чехла ТВС на отметке «–375 мм» в "горячей" камере реактора БН-350, а затем перевезена по железной дороге в защитном контейнере из г. Актау (МАЭК) в г.Алматы (ИЯФ). В «горячей» камере реактора ВВР-К стальная пластина была разрезана на образцы, которые в дальнейшем исследовали в материаловедческой лаборатории. Проведено изучение радиационных изменений структуры, прочности и плотности стали. С этой целью использовали оптический микроскоп MeF-2 и электронный микроскоп JEM 100CX. Взвешивание облученных образцов на воздухе и в воде проводили на весах ВЛР-20 с точностью ±0,05 мг. Микротвердость определяли на приборе ПМТ-3 при нагрузке на индентор 50 г.

Экспериментальные результаты. Металлографические исследования обнаружили, что микроструктура стали 12Х13М2БФР, необлученной и облученной в реакторе БН-350, существенно различается (см. рис. 1). Если в необлученной стали содержание сорбитной и ферритной структурных составляющих соотносится как 1,55:1 (рис. 1, а), то в облученной стали это соотношение изменяется в пользу ферритной структуры: 1:2,5 (рис. 1, б).

Отметим также, что в необлученной стали ферритные зерна резко очерчены, т.е. на всем про-тяжении границы зерен не прерываются и хорошо видны, в то время как зерна сорбита мельче, с размытыми очертаниями и с обрывающимися недостроенными границами.

Рассмотрение микроструктуры облученной стали с применением большего увеличения обнаружило наличие макроцепочек цементитной фазы, которые располагаются как внутри зерен (ферритных и сорбитных), так и по их границам (см. рис. 1, в). Некоторые выделившиеся частицы непрерывны, другие вытянуты в линию, но внутри нее обособлены. Интересно отметить, что цепочки частиц вторичных фаз наблюдались только на боковой поверхности грани чехла и не были обнаружены на торцевой поверхности.

Измерения микротвердости Hm образцов стали 12Х13М2БФР показали, что до облучения Hm=280 кг/мм^2, причем микротвердость только ферритной составляющей не превышала 225 кг/мм^2. После реакторного облучения общая (т.е. феррита и сорбита вместе) микротвердость стали оказалась равной 355 кг/мм^2, тогда как твердость только одного феррита – 365 кг/мм^2. Исходя из полу-

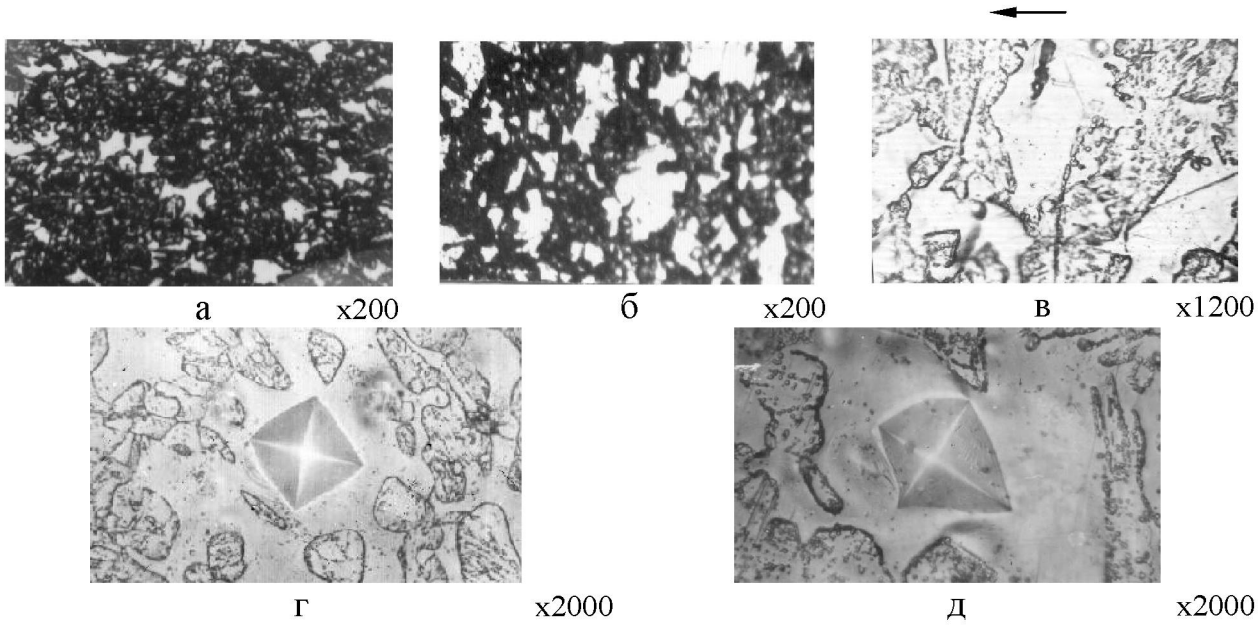


Рис. 1. Микроструктура ферритной стали ЭП-450: а – необлученная; б – облученная; в – цепочки цементитной фазы в облученной стали (указаны стрелками); г – форма отпечатка алмазной пирамидки в феррите необлученной стали; д – форма отпечатка алмазной пирамидки в облученной нейтронами стали ЭП-450

ченных результатов оценим эффект радиационного упрочнения этих структурных составляющих в отдельности. Упрочнение феррита: $225DH_{фер}$= = 365–225Ч100% »60%. Прочность сорбита найдем из соотношения: $2H_{общ} = H_{фер}+H_{сорб}$. Для необлученной стали: 2Ч285=225+$H_{сорб.}$, отсюда $H_{сорб}$»340 кг/мм^2. В то же время для облученной стали: 2Ч355= =365 + $H_{сорб.}$, или $H_{сорб}$ »340 кг/мм^2. Таким образом прочность сорбитной составляющей стали в результате облучения не изменилась, тогда как зерна феррита упрочнились на 60%.

Обращают на себя внимание некоторые особенности, которые выявились в ходе экспериментов по определению микротвердости стали. Оказалось, что отпечатки алмазной пирамидки прибора ПМТ-3 в облученной стали имеют неправильную форму, причем наблюдается как увеличение диагоналей квадратиков по сравнению с "нормальной" длиной, так и их сокращение (см. рис. 1, д). При этом какой-либо разницы между отпечатками в сорбитной и ферритной составляющей не замечено. В то же время в необлученной стали (отжиг 600°С, 1 ч) отпечатки имели правильную форму квадратиков (см. рис. 1, г).

Определение гидростатической плотности

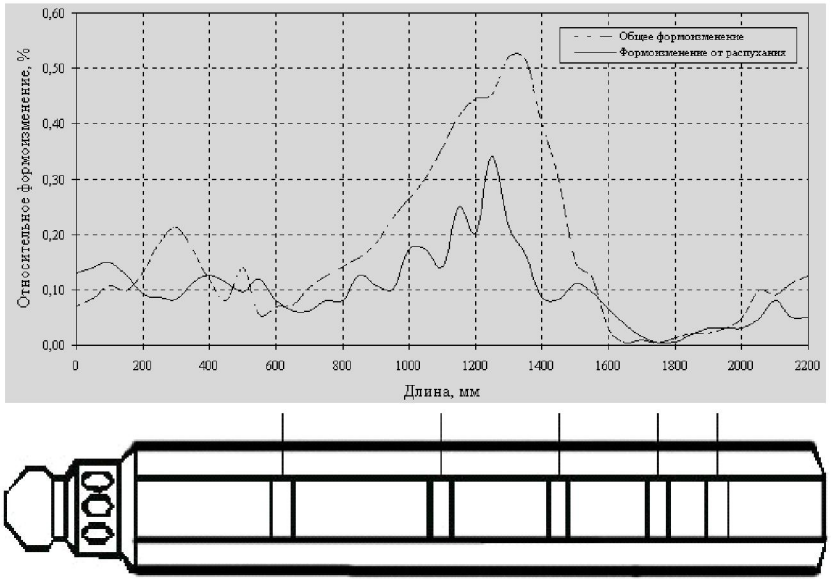
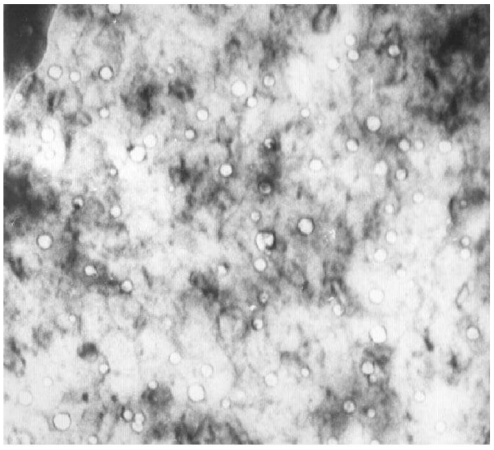


Рис. 2. Формоизменение штатной модернизированной ТВС 715.17003.1188 из феррито-мартенситной стали ЭП-450, выгорание 7,4% т.а. (данные профилометрии [4])



x 50000

Рис. 3. Поры в стали ЭП-450, облученной в реакторе БН-350 (приведена структура образца с максимальным изменением плотности)

этих же образцов стали ЭП-450, проведенное в работе [10], показало, что при исследуемых параметрах облучения ее уменьшение по отношению к плотности необлученной стали составляет ~10%. Однако, столь большие изменения плотности не согласуются с данными авторов статьи [11] и других, оценивавших плотность косвенно – по изменениям размеров "под ключ" (см. рис. 2). К тому же проведенное нами электронно-микроскопическое ("на просвет") исследование микроструктуры этого образца стали обнаружило наличие в нем пор (см. рис. 3), концентрация которых и распределение по размерам обеспечивают изменение объема, не превышающее ~0,2%.

Таким образом, имеется существенное различие данных по изменению плотности стали ЭП-

450, полученных в результате гидростатического взвешивания с одной стороны, а также электронномикроскопических исследований и измерений размеров "под ключ" – с другой.

Обсуждение полученных результатов

Для объяснения полученных экспериментальных данных по существенному изменению структуры стали (см. рис. 1), можно предположить, что во время облучения чехла ТВС быстрыми нейтронами в некоторых его участках реализовались условия, благоприятные для того, чтобы в феррито-мартенситной стали инициировались процессы фазовой перекристаллизации, а именно, под воздействием радиации цементитная фаза из сорбитной составляющей начала растворяться в феррите. Возможные механизмы этого явления рассмотрены в [12], где доказывается, что при определенных энергиях нейтронов, скорости радиационной повреждаемости и соответствующих (скорее всего низких) температурах возможны динамические перестройки выделений вторичных фаз. Эти перестройки могут приводить: к формоизменению выделений (например, пластинчатая фаза может перестроиться в зернистую), к уменьшению размеров выделений и, наконец, растворению выделений [13]. Принимая во внимание последний случай в стали ЭП-450, по-видимому, образовалась вторичная ферритная структура с высокой концентрацией растворенного в ней углерода. Таким образом, экспериментально наблюдаемое увеличение количества ферритной фазы в облученной стали могло произойти за счет процессов распада цементитной фазы и растворения углерода, т.е. в конечном счете за счет образования "вторичного" феррита, характеризующегося высокой концентрацией растворенного в нем углерода. Ранее отмечалось [14], что в образцах углеродистых сталей (У7, У8), имплантированных гелием на циклотроне и подвергнутых послерадиационному отжигу (при температурах аллотропического превращения), наблюдается увеличение доли ферритной фазы и размельчение ферритно-перлитной структуры. Авторы предположили, что обнаруженное явление связано с особенностями поведения углерода, обусловленными высокими уровнями градиента гидростатического напряжения или скорости повреждения в зоне легирования гелием (стрэгглинга). Возможно эффекты фазово-структурных изменений в рассмотренных углеродистых и высоколегированной стали имеют общее физическое толкование. Не исключено, что наблюдаемый эффект существенного изменения фазово-структурного состояния стали ЭП-450 связан с локальным перегревом участка чехла ТВС на исследуемой отметке "–375 мм" от центра активной зоны.

По-видимому, не исключено также, что одновременно под облучением идет и обратный процесс – выделение цементитной фазы из пересыщенного твердого раствора. Однако ее образование происходит не хаотично, как в случае, который имел место при кристаллизации в момент производства стали, а в условиях направленного воздействия внутренних напряжений, обусловленных градиентами радиационных и температурных полей (рис. 4, а). В результате углерод связывается в цементитную фазу, частицы которой выпадают ориентированно, образуя границы новых сорбитных зерен или ориентированные цепочки (рис. 4, б).

Можно предположить, что одной из наиболее вероятных причин возникновения градиентов напряжений в материале чехла ТВС является разность температур жидкого натрия на входе и выходе канала тепловыделяющей сборки. Не исключено также, что большую роль играет неоднородность радиационной повреждаемости стали. Возникающие в результате напряжения действуют вдоль оси чехла и в этой связи можно ожидать, что цепочки вторичных цементитных фаз и границы вторичных сорбитных зерен будут располагаться преимущественно перпендикулярно растягивающим напряжениям в плоскостях, параллельных поверхности чехла вдоль его оси (см. рис. 4, а). Очевидно, что следует ожидать изменений размеров чехла в вертикальном направлении, по крайней мере, в тех областях, где напряжения при эксплуатации были максимальны.

Ориентированное образование в стали вторичной сорбитной фазы приводит к тому, что она формирует в ферритной составляющей продолговатые зерна и создается впечатление, что в материале в результате облучения вытянулись старые, первичные, зерна феррита (рис. 1, в, 4, б). На самом деле этот эффект является следствием ориентированного выпадения углерода (цементита) из насыщенного твердого раствора

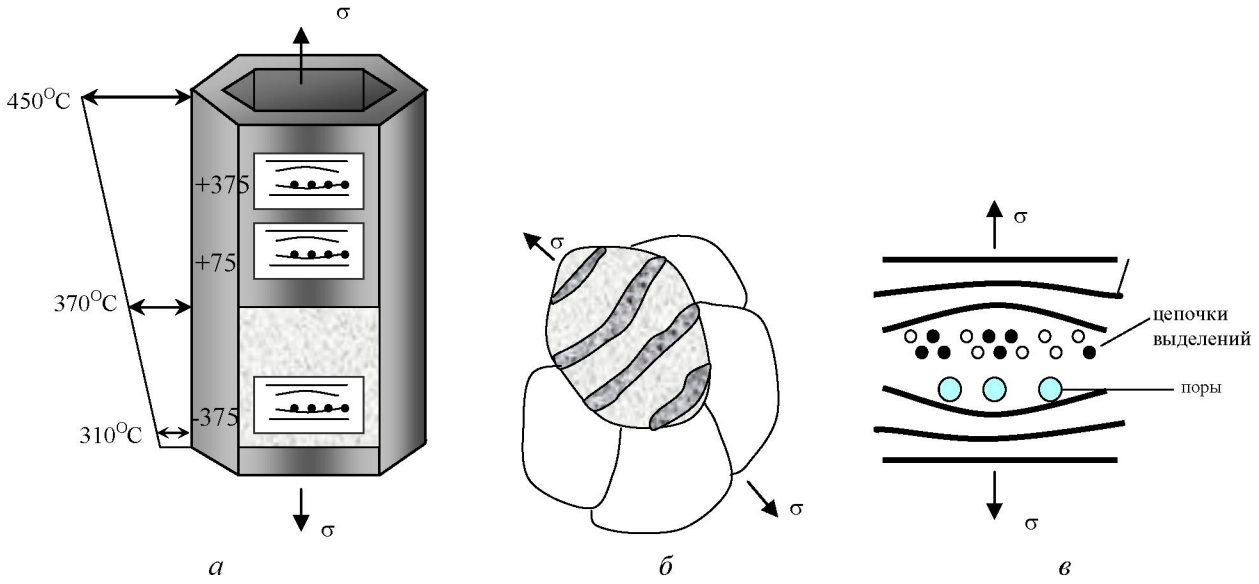
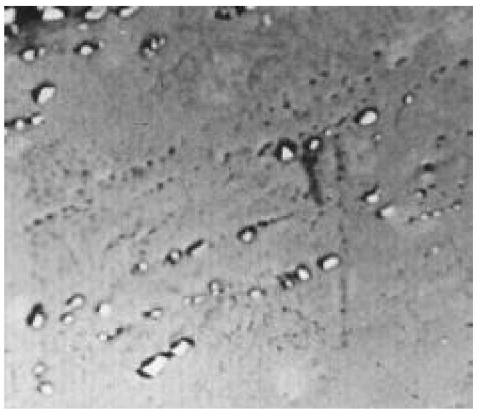


Рис. 4. Схемы: (а) ориентированного выпадения вторичных фаз вдоль оси чехла ТВС и образования областей релаксации растягивающих напряжений; (б) образования вытянутых зерен феррита за счет ориентированного выпадения вторичных фаз; (в) образование цепочек выделений и пор в стали ЭП-450 в процессе фазового перерастворения

углерода в феррите. В итоге в стали ЭП-450 под облучением в определенных условиях происходит перерастворение сорбитной составляющей и этот процесс приводит к значительному изменению микроструктуры и микротвердости материала.

В то же время, если предположить, что гипотеза ориентированного образования в стали вторичных фаз под действием радиации, температуры и растягивающих напряжений верна, то не исключено, что по той же самой причине в областях выделений вторичных фаз могут образовываться также несплошности (поры) (см. рис. 4, в).



x 2000

Рис. 5. Выделения вторичной фазы (светлые образования) и поры (темные точки) в стали ЭП-450 после нейтронного облучения и отжига при 600°C, 1 час

При отжиге эти несплошности могут развиться в большие поры, видимые даже в металлографический микроскоп. Скорее всего именно такие поры наблюдались нами в образце облученной стали ЭП-450, вырезанного с отметки «-375мм» после отжига при 600°C в течение часа (см. рис. 5).

Таким образом следует ожидать, что в той части чехла ТВС, где рабочая температура попадает в соответствующий интервал, который совместно с определенным (низким) значением скорости радиационной повреждаемости обеспечивает протекание процесса фазовой перекристаллизации в стали, возможно образование несплошностей, приводящих к снижению плотности материала. При этом под действием возможных локальных растягивающих напряжений, отражающих наличие, прежде всего, градиентов температурных полей, эти несплошности будут ориентированы так, чтобы обеспечить максимальную релаксацию напряжений и удлинение материала вдоль оси чехла. Т.е. принимая во внимание результаты уменьшения плотности стали, правильно говорить не о ее распухании (которое изотропно!), а об локальном изменении Dr/r за счет образования ориентированных несплошно-

стей, приводящих к изменению размеров сборки ТВС, в основном, в осевом (а не в радиальном!) направлении.

Такое представление не противоречит тому факту, что при измерении размеров "под ключ" данной сборки не было обнаружено катастрофического формоизменения [11], поскольку максимальное изменение размеров чехла ТВС имело место вдоль, а не поперек его оси.

Что касается ПЭМ-исследований, не обнаруживших крупных пор в стали, то можно предположить следующее. Вполне возможно, что изменение плотности стали ЭП-450 под облучением в интервале температур 310-370°С связано с образованием крупных гелиевых пор размером >250 Å. Поры меньших, чем 250 Å размеров, в основном, вакансионные и за счет них изменение плотности может быть только ~0,5%. За счет крупных, гелиевых, пор размером ~3000 Å, не видимых уже в электронном микроскопе, но зато хорошо наблюдаемых в металлографический, можно обеспечить Dr/r»2%. В этой связи можно предположить, что основной вклад в изменение плотности стали ЭП-450 в процессе эксплуатации дадут гелиевые поры размером ~1500 Å, т.е. уже невидимые на "просвет", но еще не наблюдаемые в оптический микроскоп. Скорее всего, в облученной стали существует бимодальное распределение пор (см. рис. 6). За длительное время работы реактора БН-350 гелиевые поры, вероятнее всего, расположатся ближе к внутренней поверхности чехла ТВС, а по высоте – ближе к нижнему концу чехла.

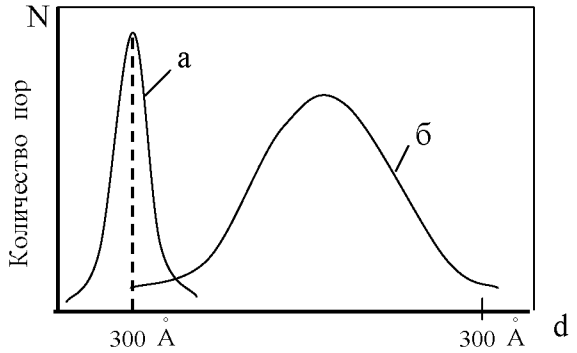


Рис. 6. Предполагаемое бимодальное распределение пор по размерам в облученной стали ЭП-450: а – вакансионные поры; б – гелиевые поры

В заключение подчеркнем, что все высказанные предположения нуждаются в дополнительных исследованиях.

Заключение

На основании анализа экспериментальных данных, полученных в настоящей работе, можно предположить, что в процессе облучения при сравнительно низких (~300°С) температурах и скорости набора повреждающей дозы (-10^{-8} сна/с), в стали ЭП-450 происходит распад первичного цементита с образованием хромистого феррита и растворенного в нем углерода. При этом вблизи разрушающейся пластины цементита концентрация углерода может оказаться столь высокой, что не исключено образование зон, окаймляющих пластину цементита, в которых плотность близка к плотности графита, т.е. очень низкая. (Заметим, что плотность феррита выше плотности цементита). Вследствие растворения углерода в феррите твердость последнего повышается, но одно-временно может уменьшиться энергия дефекта упаковки стали, что увеличивает склонность феррита к распуханию. Таким образом эти два фактора: образование в матрице зон с низкой плотностью и радиационное распухание обусловливают, в основном, снижение плотности стали под облучением. Однако даже суммарное действие этих факторов не может привести к столь сущест-венному изменению плотности стали, которое было зарегистрировано экспериментально в работе [10] – 10%. В этой связи необходимо предположить также, что в облучаемой стали при температурах ~300–350°С наряду с распадом первичного цементита протекают процессы выпадения углерода из пересыщенного твердого раствора феррита. Это приводит к образованию ориентированных в поле внутренних напряжений цепочек вторичной цементитной фазы в матрице кристаллитов или границ новых зерен сорбита. Вероятно, наиболее интенсивно в эти вновь образуемые участки мигрируют не одиночные атомы углерода, а комплексы "углерод – вакансия – гелий" и в результате здесь, наряду с выделениями вторичных фаз, образуются гелиевые поры. В конечном счете можно предположить, что при сравнительно низких температурах в ферритной стали зарождаются и растут ориентированные макропоры с средним размером 1500 Å, приводящие к анизотропному изменению формы чехла ТВС и катастрофическо-

му уменьшению плотности материала в отдельных участках.

Таким образом, высказанные в работе предположения позволяют в некоторой степени объяснить, почему данные, полученные различными методами – измерением размеров "под ключ", гидростатическим взвешиванием и электронной микроскопией – могут не противоречить друг другу. Действительно, изменение геометрических размеров шестигранного чехла происходит, в основном, вдоль его оси, а не поперек. Просвечивающая электронная микроскопия "не видит" макропор, которые, в данном случае, являются основной причиной уменьшения плотности стали, фиксируемой взвешиванием в различных средах.

Тем не менее, еще раз подчеркнем, что только систематические исследования радиационных эффектов в стали ЭП-450 окончательно разрешат разногласия, возникшие по этому вопросу.

Следует ожидать, что при повышенных (380–420°C) температурах облучения процессы восстановления разрушаемой нейтронами цементитной фазы будут превалировать, в результате чего макроструктура облученной стали ЭП-450 не будет отличаться от исходной. Изменение плотности стали будет обусловлено лишь радиационным распуханием и по величине не превышать 1-2%. По-видимому, этот случай, реализуемый во многих быстрых реакторах (EBR-II, Феникс и т.д.), послужил основой для утверждения, что нержавеющие ферритные стали распухают в значительно меньшей степени, чем аустенитные. Эту гипотезу можно подтвердить или опровергнуть, в частности, на основе анализа данных по характеризации состояния образцов стали, вырезанных из чехла ТВС БН-350 с более высоких отметок.

Скорее всего, картина изменения структуры и свойств феррито-мартенситной стали в действительности сложнее и в деталях может даже отличаться от описанной выше. Очевидно, что для более корректных представлений об эволюции структуры стали под облучением необходимы новые экспериментальные данные. Такие данные помогут глубже понять эффекты радиационного распухания и спрогнозировать поведение феррито-мартенситной стали в условиях одновременного интенсивного воздействия температурных, силовых и радиационных полей.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Maksimkin O.P., Tsai K.V., Doronina T.A., Turubarova L.G.,Garner F.A.* Void swelling of AISI 321 analog Stainless Steel irradiated at low dpa rates in the BN-350 reactor // Journal of Nucl. Mater. 2007. V. 367-370. P. 990-994.

2. *Maksimkin O.P., Gusev M.N., Tivanova O.V., Garner F.A.* Correlation of yield stress and microhardness in 08Cr16NiMo3 stainless steel irradiated to high dose in the BN-350 fast reactor // Journal of Nucl. Material. 359 (2006). P. 258-262.

3. *Maksimkin O.P., Turubarova L.G., Tsai K.V., Doronina T.A., Garner F.A.* Characterization of 08Cr16Ni11Mo3 stainless steel irradiated in the BN-350 reactor // Journal of Nucl. Mater. V. 329-333, (2004). P. 625-629.

4. *Максимкин О.П.* Анализ результатов и новая концепция исследования материалов тепловыделяющих сборок реактора БН-350 // Сборник материалов международной конференции «Ядерная и радиационная физика», (26-29 сентября 2005 г.). Алматы, 2006. Т. 1. С. 98-134.

5. *Garner F.A.* Irradiation Performance of Cladding and Structural Steels in Liquid Metal Reactors // Material Science and Technology. A Comprehensive Treatment. V. 10A (Nuclear Materials). Part 1. Chapter 6. VCH Verlagsgesellshaft mbH. Weinheim, Federal Republic of Germany. 1994. P. 419-543.

6. *Паршин А.М.* Структура и радиационное распухание сталей и сплавов. М.: Энергоатомиздат, 1983. 345 с.

7. *Mansur L.K., Hayns M.R., Lee E.N.* Mechanisms affecting swelling in alloys with precipitates // The Metallurgical Society of AIME. Warrendate. Pa-1981. P. 488-495.

8. *Орлов А.И., Трушин Ю.В.* Модели распада твердых растворов под облучением // ЭВМ и моделирование дефектов в кристаллах. Ленинград, 1982. С. 51-67.

9. *Солонин М.И., Иолтуховский А.Г., Бибилашвили Ю.К., Леонтьева-Смирнова М.Ф.* и др. Проблемы создания и модернизации нержавеющих сталей для деталей активных зон ядерных реакторов на быстрых нейтронах // Физика и химия обработки материалов. 2001. № 5. С. 5-13.

10. *Кадыржанов К.К., Айтхожин Э.С., Чумаков Е.В., Туркебаев Т.Э., Кислицин С.Б.* Распухание реакторных материалов при высокодозном облучении // Препринт ИЯФ НЯЦ РК. № 23. Алматы, 2003. С. 70.

11. *Караулов В.Н., Блынский А.П., Яковлев И.Л., Головин С.В., Ламберт Д.* Исследование изменения кратковременных свойств материалов чехлов отработавших ТВС реактора БН-350 от вакансионного распухания // Ядерная и радиационная физика. Т. 1 (Материалы 2-й международной конференции, 7-10 июня 1999 г., г. Алматы, РК). Алматы: ИЯФ НЯЦ РК. 1999. С. 44-54.

12. *Ибрагимов Ш.Ш., Кирсанов В.В.* Динамические перестройки выделений второй фазы под облучением // Реакторное материаловедение. М. ЦНИИ, Атоминформ, 1978. Т. 3. Международная конференция по реакторному материаловедению 29 мая – 1 июня, 1978, г. Алушта. С. 353-368.

13. *Гринчук П.П., Кирсанов В.В.* Динамическое разрушение зон Гинье–Престона в процессе облучения // ФММ. 1974. Т. 38. С. 756-765.

14. *Reutov V.F., Turubarova L.G., Silnyagina N.S.* Influence of post-irradiation phase recristallization upon structural changes in carbon steel irradiated by high energy alpha-particles // Scripta Met. 1993. V. 29. P. 807-810.

Резюме

БН-350 шапшаң нейтрондардағы жылу шығарғыш жинақтың жұмыс істеген алты жақты қапшығының материалы 12Х13МБФР (ЭП-450) тоттанбайтын ферриттік болаттың микроқұрылымының өзгеруі мен қасиеттері зерттелген.

Сәулеленудің салыстырмалы төмен температураларында (~300ºС) және 40,3 сна интегралдық бүлдіруші дозада болатта хромды феррит және ондағы еріген көмір-тек түзілуімен алғашқы цементиттің ыдырау процесінің басым болатыны табылған. Радиациялық ісінуге және ферритік болаттық меншікті тығыздығына фазалық қайта кристалданудың ықпалы талқыланады.

Summary

Investigations of changes in microstructure and properties of 12Cr13Mo2BFR ferritic stainless steel (EP-450) served as hexagonal shrouds of fuel assemblies in the BN-350 fast reactor were performed. It was established that at relatively low temperatures of irradiation (~300°C) and integral dose of 40.3 dpa, 12Cr13Mo2BFR ferritic steel experienced mainly decomposition of former cementite resulting in the formation of chromium ferrite and carbon dissolved in it. The influence of phase recrystallization on radiation swelling and specific density of ferritic steel was discussed.

Институт ядерной физики
НЯЦ РК, г. Алматы

Поступила 20.11.07г.

УДК 621.315.592

Резюме

БН-350 шапшаң нейтрондардағы жылу шығарғыш жинақтың жұмыс істеген алты жақты қапшығының материалы 12Х13МБФР (ЭП-450) тоттанбайтын ферриттік болаттың микроқұрылымының өзгеруі мен қасиеттері зерттелген.

Сәулеленудің салыстырмалы төмен температураларында (~300ºС) және 40,3 сна интегралдық бүлдіруші дозада болатта хромды феррит және ондағы еріген көмір-тек түзілуімен алғашқы цементиттің ыдырау процесінің басым болатыны табылған. Радиациялық ісінуге және ферритік болаттық меншікті тығыздығына фазалық қайта кристалданудың ықпалы талқыланады.

Summary

Investigations of changes in microstructure and properties of 12Cr13Mo2BFR ferritic stainless steel (EP-450) served as hexagonal shrouds of fuel assemblies in the BN-350 fast reactor were performed. It was established that at relatively low temperatures of irradiation (~300°C) and integral dose of 40.3 dpa, 12Cr13Mo2BFR ferritic steel experienced mainly decomposition of former cementite resulting in the formation of chromium ferrite and carbon dissolved in it. The influence of phase recrystallization on radiation swelling and specific density of ferritic steel was discussed.

Институт ядерной физики
НЯЦ РК, г. Алматы

Поступила 20.11.07г.

УДК 621.315.592

О. Ю. ПРИХОДЬКО

СПЕКТР ЛОКАЛИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ В АМОРФНЫХ ПЛЕНКАХ As_2Se_3, МОДИФИЦИРОВАННЫХ Bi

Приведены результаты исследования электрических и оптических свойств и энергетического спектра локализованных состояний аморфных пленок селенида мышьяка (As_2Se_3), модифицированных висмутом. Концентрация примеси висмута в пленках составляла 15 ат.%. Установлено, что примесь Bi создает в запрещенной зоне пленок As_2Se_3 донорный уровень с глубиной залегания 0,1 эВ. Спектр локализованных состояний, определенный из анализа токов ограниченных пространственным зарядом, включает две группы ловушек: моноэнергетические с концентрацией $4 \cdot 10^{15}$ см$^{-3}$, расположенные на 0,56 эВ от края валентной зоны, и экспоненциально распределенные в интервале энергий от 0,11 до 0,19 эВ выше потолка валентной зоны.

Введение. Известно, что одним из перспективных методов управления свойствами халькогенидных стеклообразных полупроводников (ХСП) является их легирование путем совместного ионно-плазменного высокочастотного сораспыления исходного полупроводникового материала и примеси [1-3]. Так, например, в работах [3-5] было установлено, что в аморфных пленках селенида мышьяка с примесью висмута (a-As_2Se_3<Bi>), полученных методом высокочастотного ионно-плазменного сораспыления наблюдается существенное увеличение проводимости и изменение типа проводимости с дырочного (p) на электронный (n). Вывод о смене типа проводимости, который происходил при концентрации висмута в пленках, превышающей 4 ат.%, был сделан на основании измерений коэффициента термоэдс в широком температурном интервале (от 100 до 450 К) [5]. Смещение уровня Ферми ΔE_F относительно середины запрещенной зоны в пленках As_2Se_3<Bi> даже при максимальной концентрации примеси Bi, равной 9,8 ат.%, было незначительным (~0,1 эВ) [3]. На основании этих фактов в [2-5] был сделан вывод о собственном характере проводимости n-типа в пленках As_2Se_3<Bi>. В работе [6] была предложена микронеоднородная модель легирования халькогенидных стеклообразных полупроводников (ХСП), основы которой были заложены в [2]. С позиции этой модели и проведенных расчетов были проанализированы экспериментальные результаты по модифицированию пленок ХСП. В частности, было показано [6], что, несмотря на расположение уровня E_F вблизи середины запрещенной зоны в пленках As_2Se_3<Bi>, их проводимость является примесной. Примесный уровень, создаваемый атомами висмута, располагался в этом случае, также как и уровень E_F, в середине запрещенной зоны. Однако, в работах [7, 8] было установлено, что в пленках As_2Se_3<Bi>, полученных ионно-плазменным высокочастотным сораспылением, с концентрацией Bi, превышающей 10 ат. %, наблюдается существенное смещение уровня Ферми

от середины запрещенной зоны к зоне проводимости, то есть проводимость в этих пленках является примесной n-типа. Однако подробные исследования электронных свойств и спектра локализованных состояний в этих пленках не проводились.

Для исследования спектра локализованных состояний в твердых телах применяются разные методы. Одним из них является метод токов, ограниченных пространственным зарядом (ТОПЗ) [9, 10]. Для создания режима ТОПЗ в пленках n-As_2Se_3<Bi> необходимо обеспечить эффективную инжекцию дырок. Как было показано в [7, 8], эффективную инжекцию дырок в пленки n-As_2Se_3<Bi> можно обеспечить, если в качестве одного из электродов в сэндвич структуре p-Si/n-As_2Se_3<Bi> использовать кристаллический кремний с p-типом проводимости. Такая структура является анизотипной гетероструктурой (ГС) с резким гетеропереходом с максимальным коэффициентом выпрямления ~10^4 при концентрации атомов висмута, равной 15 ат.%. Инжекция электронов из пленок n-As_2Se_3<Bi> в кремний в этом случае затруднена из-за высокого потенциального барьера на границе ГС [8].

В данной работе анализируются ранее полученные и приводятся новые результаты исследований электрических и оптических свойств и спектра локализованных состояний методом ТОПЗ в модифицированных висмутом аморфных пленках селенида мышьяка As_2Se_3, содержащих 15 ат.% Bi.

Методика эксперимента

Пленки толщиной d от 0,2 до 0,3 мкм получались методом ионно-плазменного высокочастотного сораспыления комбинированной мишени из стеклообразного As_2Se_3 и металлического висмута в атмосфере аргона при давлении ~1 Па на частоте 13,56 МГц. Методика получения пленок была аналогичной использованной в [2]. Концентрация примеси Bi в пленках определялась при помощи рентгеноспектрального микроанализа. Для стабилизации электрических и оптических свойств свежеприготовленные пленки отжигались при температуре 440 K в течение 30 мин. Аморфность структуры пленок контролировалась методами рентгеновской и электронной дифракции. Для исследования электрических и оптических свойств пленки As_2Se_3<Bi> осаждались, соответственно, на подложки полимерного диэлектрика «каптон» с удельным сопротивлением, превышающим 10^{16} Ом•см, и полированные стеклянные подложки.

Спектр локализованных состояний в пленках As_2Se_3<Bi> определялся из анализа прямой ветви вольт-амперной характеристики (ВАХ) гетероструктуры p-Si/n-As_2Se_3<15 ат.% Bi>. В качестве инжектирующего дырки электрода использовалась подложка из монокристаллического кремния p-типа с удельным сопротивлением 10 Ом·см, предварительно отполированная и очищенная от слоя окисла SiO_2, Электродами как к пленкам As_2Se_3<Bi>, так и к ГС служили тонкие слои Al, осажденные термическим испарением в вакууме.

Результаты эксперимента и их обсуждение

Исследования электрических и оптических свойств аморфных пленок As_2Se_3<15 ат.% Bi> показали, что величина проводимости σ при $T = 300$ K, измеренная на постоянном токе, составляет 0,1 $Ом^{-1}•см^{-1}$. Зависимость σ пленок от температуры в области от 300 до 440 K характеризуется экспоненциальным законом $\sigma = C\cdot\exp(-E\sigma/kT)$ с одной энергией активации $E\sigma$, равной 0,1 эВ. Оптическая ширина запрещенной зоны E_g, рассчитанная из спектральных характеристик пропускания с использованием соотношения Тауца $\alpha h\nu \sim (h\nu - E_g)^2$ при значениях коэффициентов поглощения $\alpha > 10^3 - 10^4$ $см^{-1}$, составляет 0,9 эВ.

Как было установлено в [7, 8] вольт-амперная характеристика ГС p-Si/n-As_2Se_3<15 ат.% Bi> является существенно нелинейной. На рис. 1 показана прямая ветвь вольт-амперной характери-

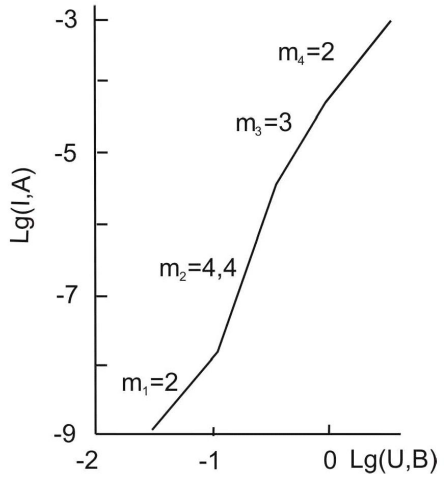


Рис. 1. Прямая ветвь ВАХ ГС p-Si/n-As_2Se_3<15 ат.% Bi>

стики ГС p-Si/n-As_2Se_3<15 ат.% Bi> при $T = 295$ *К* в двойном логарифмическом масштабе.

Можно видеть, что при увеличении напряжения на два с половиной порядка величины наблюдается существенное, в 10^6 раз, увеличение тока. Кроме того, ВАХ имеет сложный вид и может быть описана степенным законом $I \sim U^m$ с четко выраженными четырьмя участками с разными показателями степени m. Первый участок с $m_1 = 2{,}0$ наблюдается при напряжениях $U < 0{,}14$ В; второй участок с $m_2 = 4{,}4$ реализуется при напряжениях $0{,}14 < U < 0{,}40$ В; третий с $m_3 = 3{,}0$ - при $0{,}40 < U < 0{,}80$ В и четвертый с $m_4 = 2{,}0$ - при $U > 0{,}80$ В. Такая зависимость тока от напряжения может быть обусловлена ограничением инжекционного тока дырок из кремния пространственным зарядом, возникающим в пленке n-As_2Se_3<Bi>. Так как дырки являются неосновными носителями заряда в пленках n-As_2Se_3<Bi>, то вполне разумно предположить существование ТОПЗ. Проведем анализ прямой ветви ВАХ на основе теории ТОПЗ для токов монополяроной инжекции [9, 10].

Как видно из рис. 1, первый участок ВАХ с показателем степени $m_1 = 2{,}0$ (так называемый квадратичный участок) наблюдается при $U \leq 0{,}14$ В и сменяется вторым участком с $m_2 = 4{,}4$, на котором происходит быстрое нарастание тока и который, в первом приближении, можно считать «почти вертикальным». Это означает, что ВАХ на первом участке может быть обусловлена как моноэнергетическими ловушками, так и «безловушечным» механизмом прохождения тока [9, 10]. В присутствии ловушек ВАХ описывается уравнением [9, 10]

$$J = 9/8\ [\theta/(\theta + 1)]\varepsilon\mu_p U^2/d^3_{эфф}\ , \qquad (1)$$

где J – плотность тока, U – приложенное напряжение, μ_p – подвижность дырок; ε – диэлектрическая проницаемость; $d_{эфф}$ – эффективная толщина пленки; $\theta/(\theta + 1) = p/(p + p_t)$ – функция, показывающая отношение концентрации свободных носителей p к их полной концентрации $(p + p_t)$, т.е. свободных и захваченных p_t. В свою очередь, θ экспоненциально зависит от температуры [9]

$$\theta = (N_v/gN_t)\ \exp[(E_v - E_t)/kT]\ , \qquad (2)$$

где N_v- эффективная плотность состояний в валентной зоне, g – фактор вырождения ловушечных состояний, N_t – концентрация ловушек, E_t – энергетическое положение уровня ловушек, E_v – энергия, соответствующая потолку валентной зоны, k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура.

При $\theta = p/p_t << 1$ отношение $\theta/(\theta + 1) \approx \theta$, и температурная зависимость тока на первом участке ВАХ должна определяться температурной зависимостью θ. В этом случае из тангенса угла наклона зависимости lg J от $1/T$ можно определить энергетическое положение ловушек E_t в запрещенной зоне аморфных пленок n-As_2Se_3<15 ат.% Bi>.

Если ловушки отсутствуют ($p_t = 0$), то $\theta/(\theta+1) = 1$, и ВАХ описывается «безловушечным» квадратичным законом Мотта-Генри [9]. Температурная зависимость тока в этом случае определяется температурными изменениями ε и μ, которые не являются столь существенными.

На рис. 2 (кривые 1 и 2) показаны температурные зависимости тока на первом участке ВАХ

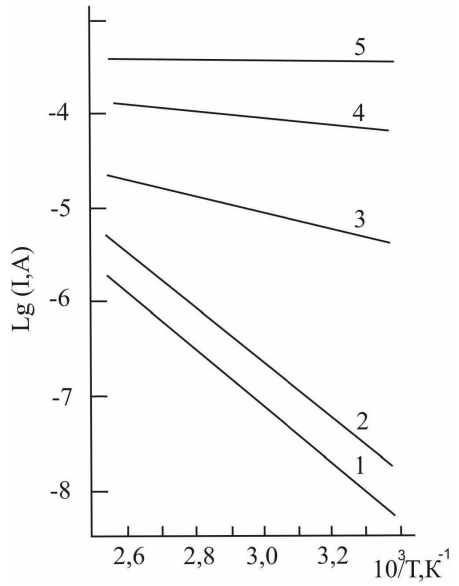


Рис. 2. Температурные зависимости тока при разных смещениях U на ГС:
1 – 0,07 В; 2 – 0,13 В; 3 – 0,4 В; 4 – 0,8 В; 5 – 2,0 В

при смещении U на ГС, равном 0,07 и 0,13 В, соответственно. Можно видеть, что ток существенно увеличивается с температурой по экспоненциальному закону, а рассчитанная величина E_t составляет 0,56 эВ.

Полученные результаты свидетельствуют о наличии в запрещенной зоне аморфных пленок n-As_2Se_3<15 ат.% Bi> моноэнергетических ловушек для дырок, расположенных на 0,56 эВ выше потолка валентной зоны E_v, т.е. значительно ниже

равновесного уровня Ферми E_{Fo}. После заполнения этих ловушек наблюдается существенное увеличение тока. Концентрацию таких ловушек N_t можно оценить из соотношения [9] (в практических единицах) в предположении, что $d_{эфф} \approx d$

$$N_t = 1{,}1 \cdot 10^6 \varepsilon U_{пзл}/d^2 см^{-3}, \quad (3)$$

где N_t – концентрация ловушек, ε – относительная статическая диэлектрическая проницаемость, $U_{пзл}$ – напряжение, при котором происходит предельное заполнение ловушек, d – толщина пленки (в сантиметрах). Оценка величины N_t для пленок n-As_2Se_3<15 ат.% Bi> при $\varepsilon = 10$, $U_{пзл} = 0{,}14$ В и d=0,2 мкм дает значение $\approx 4 \cdot 10^{15}$ см$^{-3}$.

Третий участок ВАХ с $m_3 = 3$ предполагает экспоненциальное распределение ловушек в определенном энергетическом интервале в запрещенной зоне пленок n-As_2Se_3<15 ат.% Bi>. Такое распределение ловушек может быть описано соотношением [9]

$$N(E) = N_o \exp[(E_v - E)/\Delta], \quad (4)$$

где $N(E)$ – плотность ловушек на единичный интервал энергии, Δ – характеристический параметр распределения ловушек, $N_o = N_t/\Delta$. В этом случае третий участок ВАХ должен описываться выражением [9, 10]

$$J \approx N_v e\mu(\varepsilon/N_t e)^l (U^{l+1}/d^{2l+1}), \quad (5)$$

где e – заряд электрона, $l = (m_3 - 1) = \Delta/kT$ [9]. Рассчитанное значение параметра распределения ловушек Δ при $T = 295$ K составляет 0,05 эВ.

Энергетическое положение ловушек, распределенных в запрещенной зоне пленок по экспоненциальному закону, может быть определено из температурной зависимости тока $\lg I \sim f(1/T)$ по тангенсу угла наклона при напряжениях, соответствующих точкам изгиба ВАХ, ограничивающих третий участок [9, 10], т.е. при $U = 0{,}4$ и 0,8 В, оответственно. Эти зависимости приведены на рис. 2 (кривые 3 и 4). Из рисунка следует, что зависимости $\lg I \sim f(1/T)$ подчиняются экспоненциальному закону с энергиями активации, соответственно, 0,19 и 0,11 эВ. Полученные значения определяют энергетический интервал экспоненциального распределения ловушек в запрещенной зоне пленок n-As_2Se_3<15 ат.% Bi> относительно края E_v.

ВАХ на четвертом участке, также как и на первом, подчиняется квадратичному закону (рис. 1). Однако, из зависимости $\lg I$ от $1/T$ на этом участке, приведенной на рис. 2 (кривая 5) при напряжении смещения $U = 2{,}0$ В, следует, что ток незначительно зависит от температуры по закону, близкому к экспоненциальному, с энергией активации в низкотемпературной области, равной ~0,04 эВ. Поскольку зависимости ε и μ_p от температуры для изучаемых пленок не исследованы, то не представляется возможным дать однозначное заключение о механизме прохождения тока.

Если предположить, что ток на участке m_4 ВАХ ограничивается ловушками, расположенными на 0,04 эВ выше потолка валентной зоны, то оценка их концентрации дает значение ~$3 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$, что меньше ожидаемой величины для плотности локализованных состояний в области «хвоста» валентной зоны [6, 11]. В предположении «безловушечного» механизма прохождения тока ($\theta = 1$), из рисунка 1 и закона Мотта-Генри $J = 9/8(\varepsilon\mu_p U^2/d^3)$ можно оценить дрейфовую подвижность дырок при полном заполнении ловушек. При $U = 1$ В, $I = 7{,}6 \cdot 10^{-5}$ А, $\varepsilon = 10\varepsilon_o$ (ε_o – диэлектрическая проницаемость вакуума), $d = 0{,}2$ мкм и $S = 1$ мм^2, μ_p составляет ~10^{-4} см^2/(В·с). Такая величина дрейфовой подвижности для «безловушечного» механизма переноса дырок в пленках n-As_2Se_3<15 ат.% Bi> является весьма малой.

Анализируя результаты других исследований ХСП методом ТОПЗ [6, 11] можно заключить, что в спектре локализованных состояний пленок n-As_2Se_3<Bi> в интервале энергий вблизи края валентной зоны присутствуют ловушки, которые ограничивают подвижность дырок, но не влияют на ТОПЗ.

Важно отметить, что если провести экстраполяцию квадратичного участка m_4 на ВАХ в область малых смещений U (рис. 1), то он будет расположен значительно выше квадратичного участка m_1. Этот факт также является доказательством существенного ограничения ловушками прохождения тока на первом участке ВАХ.

Полученные результаты позволяют построить зонную диаграмму для пленок n-As_2Se_3<Bi>, которая приведена на рис. 3.

Относительно природы локализованных состояний, выявленных при помощи ТОПЗ, можно предположить, что моноэнергетические ловушки с глубиной залегания 0,56 эВ могут быть обусловлены как собственными заряженными дефектами структуры типа D^- [6, 11], так и электрически

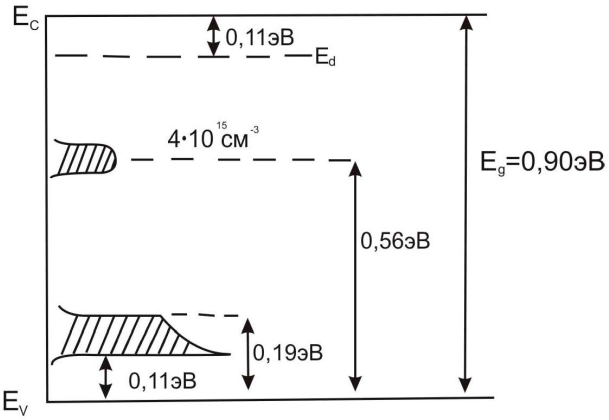


Рис. 3. Зонная диаграмма пленок n-As_2Se_3<15 ат.% Bi>

неактивной частью примесных атомов Bi, создающих твердый раствор с атомами As и Se. Экспоненциально распределенные ловушки в энергетическом интервале 0,11 – 0,19 эВ от края валентной зоны, по-видимому, являются частью «хвоста» локализованных состояний валентной зоны [6, 11], в формировании которого, помимо неподеленных пар электронов атомов Se, принимают участие и электрически неактивные атомы Bi.

Таким образом, в результате проведенных исследований было установлено, что в результате эффективной инжекции дырок в аморфные пленки n-As_2Se_3<Bi> и их последующего захвата на ловушки создаются условия для возникновения в пленках токов, ограниченных пространственным зарядом. Анализ ТОПЗ позволяет выявить особенности спектра локализованных состояний пленок As_2Se_3, модифицированных висмутом в больших концентрациях.

Автор выражает благодарность С.А. Джакелову за помощь в проведении экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Под ред. М. Бродски. Аморфные полупроводники. М.: Мир, 1982. 320 с.

2. *Averyanov V.L., Gelmont B.L., Kolomiets B.T., Lyubin V.M., Prikhodko O.Yu., Tsendin K.D.* // J. of Non-Cryst. Solids. 1984. V. 64. P. 279.

3. *Сарсембинов Ш.Ш., Приходько О.Ю., Максимова С.Я.* Физические основы модификации электронных свойств некристаллических полупроводников. Алматы, 2005. 341 с.

4. *Сарсембинов Ш.Ш., Приходько О.Ю., Рягузов А.П., Максимова С.Я.* // Труды 2-ой Междунар. конф. «Ядерная и радиационная физика» (ICNRP-99). Алматы, 1999. Т. 2. С. 157.

5. *Аверьянов В.Л., Листошин Б.В., Приходько О.Ю.* // Труды Междунар. конф. «Аморфные полупроводники-82». Румыния, Бухарест, 1982. Т. 2. С. 90.

6. Под. ред. К. Д. Цендина Электронные явления в халькогенидных стеклообразных полупроводниках. СПб.: Наука, 1996. 486 с.

7. *Сарсембинов Ш.Ш., Приходько О.Ю., Максимова С.Я., Джакелов С.А., Мальтекбасов М.Ж., Аверьянов В.Л.* // Материалы Междунар. конф. «Некристаллические полупроводники-89». Ужгород, СССР. 1989. Т. 1. С. 246.

8. *Приходько О.Ю.* // Вестник КазНУ. Серия физическая. 2002. № 1(12). С. 45.

9. *Ламперт М., Марк П.* Инжекционные токи в твердых телах. М.: Мир, 1973. 416 с.

10. *Као К., Хуанг В.* // Перенос электронов в твердых телах. М.: Мир, 1984. Т. 1. 352 с.

11. *Мотт И., Дэвис Э.* Электронные процессы в некристаллических веществах. М.: Мир, 1982. 560 с.

Резюме

Висмутпен модификацияланған мышьяк селенидының (As_2Se_3) босқыл қабыршақтарының электрлік және оптикалық қасиеттерінің және локалданған күйлерінің спектрінің зерттеулерінің нәтижелері келтірілген. Висмут қоспасының қабыршақтарындағы концентрациясы 15 ат.% болған. Висмуттың қоспасы As_2Se_3 қабыршақтардың тыйым салынған зонада терендігі 0,1 эВ донорлық деңгейді жасайтыны табылған. Кеңістік зарядпен шектелген токтардың талқылаудан анықталған локалданған күйлерінің спектрі екі топ аулауларынан тұрады: концентрациясы $4\cdot10^{15}$ см$^{-3}$ моноэнергетикалық, олар тыйым салынған зонаның шетінен 0,56 эВ орналасқан, және валенттік зонаның төбесінен жоғары энергия интервалы 0,11-ден 0,19 эВ дейін экспоненциалды таратылған.

Summary

The results of electrical and optical properties as well as an energy spectrum of localized states study in amorphous arsenic selenide films modified by Bi have been presented. Bi content in the films was 15 at.%. It was found that Bi impurity create a donor level with depth 0.1 eV in the band gap of As_2Se_3 films. Analysis of space charge limited currents in the films shows that there are two groups of the traps in localized states spectrum of the films. These are monoenergetic traps having concentration $4\cdot10^{15}$ cm^{-3} and located at 0.56 eV from edge of valence band and the traps distributed by exponential law from 0.11 to 0.19 eV near the top of valence band.

КазНУ им. аль-Фараби,
г. Алматы

Поступила 25.12.07г.

УДК 535.37:535.34:539.19

Л. М. КИМ, Т. А. КУКЕТАЕВ, Э. К. МУСЕНОВА

ВЛИЯНИЕ ПОЛИМОРФНЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В МОНОКРИСТАЛЛАХ $LiKSO_4$ НА РЕКОМБИНАЦИОННУЮ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЮ

Рассмотрены результаты исследований влияния полиморных фазовых переходов на рекомбинационную люминесценцию в кристаллах $LiKSO_4$. Установлено, что перестройка кристаллической решетки оказывает влияние на рекомбинационную люминесценцию посредством изменения энергии ее термической активации. Показано, что полиморфный фазовый переход может быть использован для получения дополнительной информации о протекании в кристаллах радиационно-стимулированных процессов в рамках традиционных методов исследований.

Кристаллы $LiKSO_4$ относятся группе кристаллов с ионно-ковалентным характером химической связи. Ковалентная связь реализуется в тетраэдрическом анионе. Особенностью $LiKSO_4$ является наличие в температурном диапазоне 80-300К двух полимофных фазовых перехода: при 180К и 250К в режиме нагревания [1]. В настоящее время нет общепринятой модели фазовых переходов в кристалле $LiKSO_4$. Считается, что они связаны либо с перескоком ионов лития по неэквивалентным узлам, либо с поворотами тетраэдрических анионов на определенный угол [1]. Данное соединение относится к широкозонным диэлектрическим материалам. Оценка ширины запрещенной зоны составляет 8-9 эВ [2].

При перестройке кристаллической решетки наблюдаются изменения оптических, люминесцентных, электрофизических свойств кристаллов. Например, в аммонийно-галоидных кристаллах изучено влияние полиморфных фазовых переходов на свойства примесных центров свечения [3]. Измерения диэлектрической проницаемости являются одним из стандартных методов изучения полиморфных фазовых переходов.

В данной статье рассмотрены некоторые аспекты влияния структурных фазовых переходов на рекомбинационную люминесценцию в кристаллах $LiKSO_4$.

Выбор объектов исследования обусловлен не только наличием в удобном температурном диапазоне двух полиморфных фазовых переходов, простотой получения монокристаллов, но и имеющимися аналогиями между $LiKSO_4$ и K_2SO_4. Последний с точки зрения протекания радиационно-стимулированных процессов является наиболее изученным.

Монокристаллы $LiKSO_4$ были выращены из насыщенного равномольного водного раствора сульфата калия и лития при температуре 40°С, т.е. по взятой из работы [4] методике. Рентгенофазовый анализ показал, что полученные кристаллы представляют собой однофазное соединение.

Изучение рекомбинационной люминесценции в монокристаллах $LiKSO_4$ проводилось в температурном интервале 80-350К, в диапазоне длин волн 200-800 нм. В качестве источника ионизирующей радиации использовался рентгеновский аппарат УРС-55а. Дозы облучения определялись с помощью химического ферросульфатного дозиметра Фрике [5].

Полученные монокристаллы были прозрачны во всем оптическом диапазоне. После облучения рентгеновскими квантами при температуре жидкого азота они не окрашиваются. Отсутствие радиационно-наведенных полос оптического поглощения в области прозрачности кристаллов существенно ограничивают возможности применения оптических методов исследования.

Для чистых монокристаллов литий-калий сульфата нами были измерены кривые термостимулированной люминесценции (ТСЛ). На рис. 1 приведена кривая ТСЛ для кристалла $LiKSO_4$. Получена достаточно сложная картина, имеющая максимумы рекомбинационного свечения при 125К, 150К, 205К, 260К. Кроме того, в области 170К-180К наблюдается возрастание люминесценции, сопровождающееся стохастическими выбросами интенсивности. Последний пик свечения является сложным, поскольку на высокотемпературном крыле имеется «плечо», которое свидетельствует о наличие еще одного пика ТСЛ

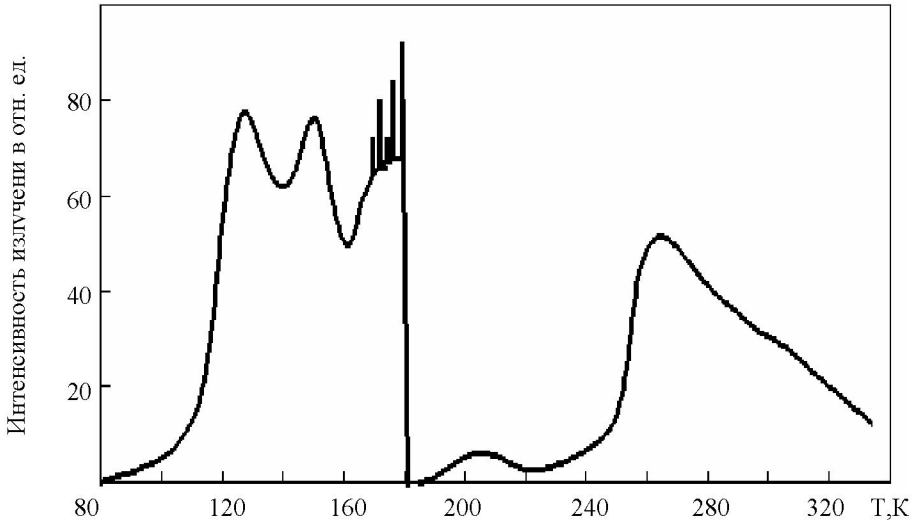


Рис. 1. Кривая ТСЛ $LiKSO_4$. Доза облучения 150 кГр.

с меньшей светосуммой и сильно перекрывающегося с люминесценцией при 260К.

Вид кривой ТСЛ на рис. 1 выявляет ряд аномалий в температурных областях 180К и 250К. При 180К интенсивность рекомбинационной люминесценции резко падает до нуля, с другой стороны при 250К наблюдается аномально резкое возрастание интенсивности рекомбинационного свечения. Температурное положение этих аномалий хорошо совпадают с температурами полиморфных фазовых переходов в кристаллах $LiKSO_4$. Поэтому вполне естественно связать наблюдаемые явления с перестройкой кристаллической решетки.

Установлено, что изотермический отжиг при 175К кристаллов, облученных рентгеновскими квантами при температуре жидкого азота, приводит к исчезновению слабого свечения в области 205К. Светосумма пика рекомбинационной люминесценции с максимумом при 205К существенно зависит от скорости нагревания при измерениях кривых ТСЛ. Это показывает, что люминесценция в области 170-180К и 205К обусловлена одинаковыми рекомбинационными процессами. Их температурное разделение можно объяснить тем, что в результате полиморфного фазового перехода при 180К увеличивается энергия активации рекомбинационных процессов. Подобное явление наблюдалось ранее в кристаллах галоидов аммония, активированных ионами таллия [6].

Стохастические выбросы в области 170-180К повторяются от эксперимента к эксперименту. Экспериментально установлено, что их число, интенсивности, температурное положение отдельного выброса меняются случайно. Неизменными остаются температурный диапазон их наблюдения и положение последнего. Отметим, что в необлученном кристалле этого явления нет. Следовательно, оно имеет рекомбинационный характер. Вспышки рекомбинационной люминесценции в области температур 170-180К в кристаллах $LiKSO_4$ и их стохастический характер объясняются, если предположить, что структурному фазовому переходу при 180К предшествует образование "зародышей" новой фазы. Фазовый переход при 180К является фазовым переходом первого рода и сопровождается выделением тепла [1, 7]. Тогда становится понятными экспериментально установленные закономерности: температурный интервал их наблюдения, случайное температурное положения каждой отдельной вспышки и случайные изменения их интенсивности свечения, неизменность температурного положения последней вспышки. Образование "зародышей" новой фазы носит случайный характер и сопровождается выделением тепла. Выделяющаяся тепловая энергия приводит к активации рекомбинационной люминесценции. Анализ литературных данных показал, что сведений об образовании "зародышей" новой фазы в кристалле $LiKSO_4$ в данном температурном диапазоне нет. Скорее всего, это связано с тем, что фазовые переходы в сложных сульфатах исследуются в основном по интегральным оптическим,

механическим и тепловым характеристикам кристаллов, электрофизическими методами [1]. При таком методическом подходе экспериментальные результаты несут информацию о кристалле в целом. Рекомбинационные процессы имеют отпечаток о более локальных по масштабам характеристиках кристалла, а электрооптические методы регистрации обладают высокой чувствительностью.

Выше уже указывалось, что пик термостимулированного свечения облученного рентгеновскими лучами кристалла $LiKSO_4$ с максимумом при 260К на низкотемпературном крыле имеют аномально резкое возрастание интенсивности. Это объясняется тем, что в результате перестройки кристаллической решетки при полиморфном фазовом переходе происходит уменьшение энергии активации рекомбинационных процессов. Рассчитать энергию активации для двух разных фаз из экспериментальной кривой ТСЛ не представляется возможным. Но это можно проверить экспериментально. В режиме охлаждения, которое достигалось регулируемой подачей в криостат паров азота, этот фазовый переход происходит при 200К [1]. При этих условиях нами кристалл $LiKSO_4$ облучался рентгеновскими квантами при температуре 215-220К. Измерения кривых ТСЛ показало, что светосумма в этой температурной области не накапливается. Таким образом, можно сделать вывод, что максимум высокотемпературных пиков ТСЛ для сложного сульфата лития и калия смещается в сторону более низких температур в этой кристаллической фазе. Следовательно, уменьшается энергия активации рекомбинационных процессов.

Рекомбинационное свечение в области 170-180К и 205К обусловлены процессами одной природы и их температурное разделение связано с перестройкой кристаллической решетки при 180К. Это создает ситуацию, когда возможно ожидать явления «холодной» вспышки, т.е. возрастание интенсивности реомбинационной люминесценции при понижении температуры. На рис. 2 представлен этот результат. Стрелками показаны направления изменения температуры в эксперименте. “Холодная” вспышка наблюдается, если облученный кристалл нагрет до температуры выше температуры фазового перехода, но, при этом не происходит термоотжига пика ТСЛ при 205К. Тогда в режиме охлаждения наблюдается рекомбинационная люминесценция в виде сильно асимметричного пика. Его асимметрия связана с тем, что при охлаждении происходит аномально резкое возрастание интенсивности люминесценции. Это аналогично тому, что наблюдается для пика ТСЛ также с максимумом при 260К. Этот факт, дополнительно подтверждает, что при полиморфном фазовом переходе, который имеет место при 180К и при 250К, в режиме нагревания происходит скачкообразные изменения энергий активации рекомбинационных процессов. Из рис. 2 видно, что появление “холодной” вспышки происходит при температуре немного более низкой, чем температура полиморфного фазового перехода в режиме нагревания. Это согласуется с тем, что по литературным

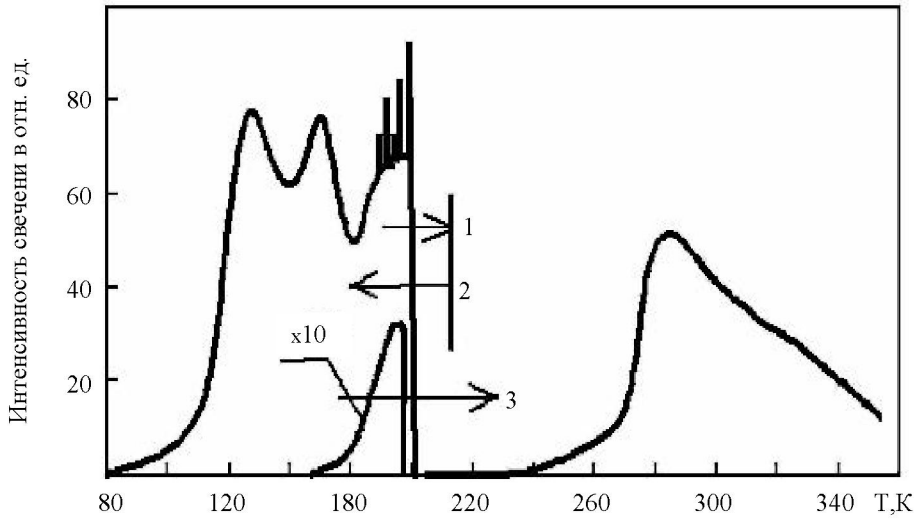


Рис. 2. “Холодная” вспышка. Цифрами указаны последовательности режимов нагревания и охлаждения

данным в режиме охлаждения этот структурный фазовый переход имеет гистерезис в пределах 5 градусов [1]. Светосумма пика ТСЛ в сложном литий-калий сульфате с максимумом при 205К небольшая и сильно зависит от скорости нагревания. При охлаждении кристалла сложного сульфата, облученного при 80К, и нагретого до 185-195К, возникающее рекомбинационное свечение полностью исчерпывает светосумму пика ТСЛ с максимумом при 205К. Если провести термоотжиг пика ТСЛ с максимумом при 205К, "холодная" вспышка не наблюдается.

Аномальный спад рекомбинационной люминесценции в области 180К и явление "холодной" вспышки наблюдаются в кристаллах $Li_{1-z}K_{1+z}SO_4$ при x до 0.15. Изменение стехиометрического состава кристаллов приводит к понижению температуры первого полиморфного фазового перехода, что согласуется с многочисленными литературными данными. Вид кривых ТСЛ качественных изменений не претерпевает.

Пик ТСЛ при 260К в кристалле $LiKSO_4$ не меняет форму при увеличении дозы облучения. Это позволяет провести измерения по накоплению светосуммы в зависимости от температуры облучения без разделения на отдельные пики. На рис. 3 приведен результат по накоплению светосуммы в пиках ТСЛ в области 260К в зависимости от температуры облучения. Эти измерения проводились при неизменных параметрах рентгеновского аппарата и геометрии экспериментальной установки.

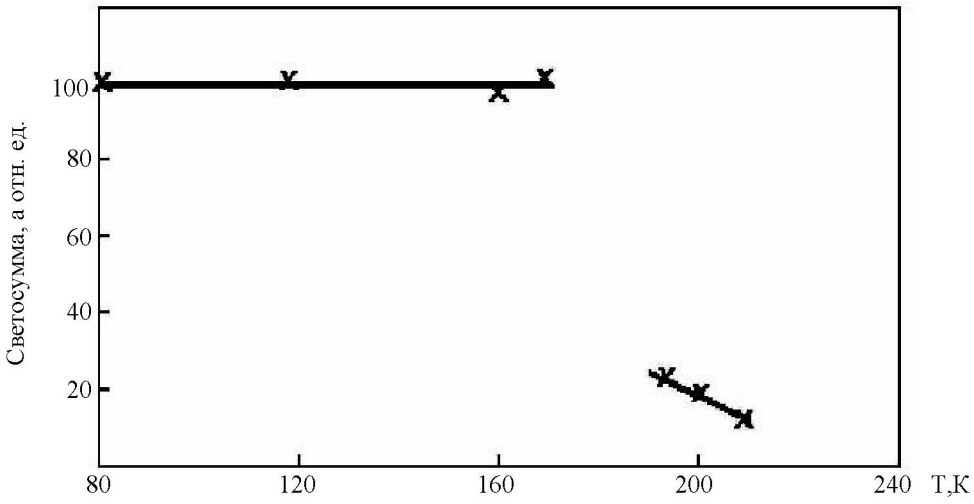


Рис. 3. Зависимость накопления светосуммы в пике ТСЛ при 260К от температуры облучения

Из рис. 3 видно, что величина накопленной светосуммы изучаемых пиков ТСЛ не зависит от температуры облучения вплоть до 180К. Выше температуры фазового перехода она скачком существенно уменьшается. Зависимость светосуммы пиков ТСЛ при 260К от температуры облучения, которая появляется после полиморфного фазового перехода, связана, вероятно, с частичным отжигом радиационных дефектов во время облучения. Такое поведение свидетельствует, что за пики ТСЛ при 260К в смешанном сульфате лития и калия ответственен распад дефектов, возникающих при преобразовании первичных. В кристаллах со сложными анионами или катионами радиационные дефекты можно условно разделить на первичные и вторичные. К первым относят те дефекты, которые образуются в результате распада электронных возбуждений, вторые - в результате преобразования первых. Очевидно, что миграционные процессы являются структурно-чувствительными.

Из всех известных радиационных дефектов в сульфатах щелочных металлов вторичным является единственный - SO_3^- [8]. Это позволяет утверждать, что пики ТСЛ в области 260К обусловлены распадом этих радикалов.

Таким образом, приведенные результаты показывают, что перестройка кристаллической решетки оказывает влияние на рекомбинационную люминесценцию посредством изменения энергии ее термической активации. Полиморфный фазовый переход может быть использован для полу-

чения дополнительной информации о протекании в кристаллах радиационно-стимулированных процессов в рамках традиционных методов исследований.

Данная работа выполнена при поддержке гранта № ФИ-4.7/2006 Министерства образования и науки РК.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Александров К.С., Безносиков Б.В.* Структурные фазовые переходы в кристаллах (семейство сульфата калия). Новосибирск: Россия, 1993. 287 с.

2. *El-Fadl A.A., Gaffar M.A., Jmar M.H.* Absorption spectra and optical parameters of lithium-potassium sulphate single crystals // Physica B. 1999. 3-4. P. 403-408.

3. *Кукетаев Т.А.* Люминесценция и фазовые переходы в кристаллах галоидов аммония // ОиС, 1985. Т. 59, вып. 2. С. 337-341.

4. *Перекалина З.Б., Смирнова Н.Л., Власова И.Н.* Выращивание кристаллов $KLiS(Cr)O_4$ // "Проблемы кристаллографии" Сб. науч. тр. М.: МГУ, 1976. С. 310-313.

5. Штольц В., Бернхардт Р. *Дозиметрия ионизирующих излучений. Рига: Зинатне, 1982. 142 с.*

6. *Уйбо Л.Я.* О «холодной вспышке» в фосфоре NH_4Cl-Tl // Труды ИФА АН ЭССР, 1960. 11. С. 108-114.

7. *Искорнев И.М., Флеров И.Н., Горев М.В., Кот Л.А., Гранкина В.А.* Теплоемкость и фазовые переходы в кристаллах $LiKSO_4$ // ФТТ. 1984. Т. 26, вып. 10. С. 3199-3200.

8. *Aiki K., Hukuda K.* EPR study of γ-irradiated K_2SO_4 // J. Phys. Society Japan. 1969. V. 26, № 4. P. 1066-1170.

Резюме

$LiKSO_4$ кристалдарындағы полиморфты фазалық ауысулардың рекомбинациялық люминесцценцияға әсерін зерттеу нәтижелері қарастырылған. Кристалдық тордың қайта құрылуы термиялық активтену энергиясының өзгеруі арқылы рекомбинациялық люминесценцияға әсер ететіндігі тағайындалды. Полиморфты фазалық ауысу кристалдарда радиациалы-стимулдік процестердің өтуі туралы дәстүрлі зерттеу әдістердің төңірегінде қосымша ақпарат алу үшін қолдануға болатындығы көрсетілген.

Summary

In this work the investigation results of the influence by polymorphic phase transitions to recombinational luminescence. It is established, that the reorganization of a crystal lattice renders influence to recombinational luminescence by means change of its thermal activation energy. It is shown, the polymorphic phase transition can be used for reception of the additional information about course in crystals radiation-induced processes within the framework of researches by the traditional methods.

Карагандинский государственный университет им. Е. А. Букетова

Поступила 20.11.07г.

УДК 547.1:621.7

Ш. Ш. САРСЕМБИНОВ, Н. Е. КОРОБОВА

ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССА СУШКИ ЭЛЕКТРОФОРЕТИЧЕСКИХ ГЕЛЕВЫХ ОСАДКОВ ПРИ ПОЛУЧЕНИИ ТОНКИХ ПЛЕНОК

Рассмотрены отдельные явления, сопровождающие сушку электрофоретических осадков, изучена их связь при постоянных значениях параметров режима (температура воздуха, его влажность и скорость перемещения, температура поверхностей, находящихся в контакте с материалом).

Характерные особенности процесса сушки наглядно выступают для грубо капиллярных материалов. Если в начале сушки материал имеет значительную влажность, то в большинстве случаев очень скоро устанавливается термически стационарное состояние, т.е. температура в каждой точке сохнущего материала становится независимой от времени. Пока силы капиллярного всасывания достаточно велики для того, чтобы обеспечить непрерывную подачу жидкости на поверхность материала, с которой происходит ее испарение, скорость сушки практически остается постоянной и благодаря тому, что температура на поверхности материала также остается постоянной, давление пара здесь оказывается равным давлению насыщения [1-3]. Это первый период сушки - период ее постоянной скорости g_{D1} кг/м^2 час. В течение этого периода скорость сушки зависит только от внешних условий, учитывая которые, можно достаточно просто рассчитать вес влаги, испарившейся за известный промежуток времени [4-5].

УДК 535.36, 539.26

О. Ю. ПРИХОДЬКО

ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В АМОРФНЫХ ПЛЕНКАХ $As_4Se_3S_3$, ПОЛУЧЕННЫХ РАЗНЫМИ МЕТОДАМИ

Обобщаются результаты исследований электрических и оптических свойств, процессов переноса носителей заряда и фотопроводимости в аморфных пленках $As_4Se_3S_3$, полученных методами термического испарения в вакууме и ионно-плазменного высокочастотного распыления. Установлено, что пленки, приготовленные разными методами, отличаются электронными параметрами и имеют существенные различия в неравновесных процессах. Показана возможность эффективного управления электронными свойствами пленок путем их структурной модификации.

Введение. Проблема управления электронными процессами в аморфных пленках халькогенидных стеклообразных полупроводников (ХСП) является одной из актуальных проблем в физике неупорядоченных структур [1-3]. Одним из перспективных направлений ее решения является структурная модификация материала: изменение атомной структуры материала при сохранении химического состава [4], - которую можно осуществить путем изменения условий испарения и конденсации атомов на подложку при получении пленок. Однако использование этого подхода в рамках метода термического испарения в вакууме не приводит к существенному изменению электронных свойств пленок. Большими перспективами в этом направлении обладает метод ионно-плазменного распыления, позволяющий получать пленки мышьякосодержащих ХСП с существенно отличными от термоосажденных пленок электронными параметрами и неравновесными процессами [5-8]. В частности, в [5-8] при сравнительном исследовании электронных процессов в аморфных пленках ХСП системы As-Se и состава As_2S_3, полученных методами термического испарения в вакууме (ТИ-пленки) и ионно-плазменного высокочастотного распыления (ВЧ-пленки), были обнаружены различия в таких электронных параметрах пленок как проводимость, энергия активации проводимости и оптическая ширина запрещенной зоны, а также существенные отличия в процессах переноса носителей заряда и фотопроводимости. Так, например, у ТИ-пленок стехиометрического состава As_2Se_3 имеет место монополярный дырочный перенос носителей заряда и монополярная дырочная фотопроводимость [1-3] (из-за значительного превышения подвижности дырок над подвижностью электронов). Однако, для пленок этого состава, полученных методом ионно-плазменного высокочастотного распыления, в противоположность ТИ-пленкам, установлены биполярный перенос и биполярная фотопроводмость [5, 6]. Исследования структуры этих пленок показали существенные различия в параметре среднего порядка атомной структуры L и в структурных единицах, формирующих пленки [7, 8]. Таким образом, было установлено, что изменение способа получения пленок ХСП системы As-Se и состава As_2S_3, приводит к существенному изменению в их атомной структуре и, как следствие, в спектре электронных состояний, т.е. была установлена возможность эффективной структурной модификации их электронных свойств.

Чтобы выяснить, являются ли указанные различия в электронных процессах в аморфных пленках ХСП системы As-Se и состава As_2S_3, присущими и другим мышьякосодержащим ХСП, полученных разными методами, в данной работе обобщаются как ранее полученные результаты, так и приводятся результаты новых исследований электронных свойств аморфных пленок ХСП состава $As_4Se_3S_3$, приготовленных ТИ- и ВЧ-методами. Пленки ХСП состава $As_4Se_3S_3$, представляют большой практический интерес для оптической записи информации в виду лабильности их структуры и высокой фоточувствительности [9].

Методика эксперимента

При получении пленок ТИ- и ВЧ-методами параметры технологических процессов подбирались таким образом, чтобы получались пленки состава, соответствующего составу исходного ХСП, аморфной структуры, и с максимальной величиной дрейфовой подвижности носителей заряда, которая, как известно, является структурно-чувствительным параметром [10].

При получении пленок ВЧ-методом распы-

ление охлаждаемой мишени, изготовленной из массивного ХСП, осуществлялось на частоте 13,56 МГц в атмосфере аргона при давлении » 1 Па. Приготовление пленок методом термического испарения осуществлялось в вакууме » 1,4Ч10^{-3} Па.

Для исследования электрических свойств, процессов переноса носителей заряда и фотопроводимости образцы, имеющие как планарную, так и «сэндвич» структуру с электродами из алюминия, приготавливались на диэлектрических подложках из полиимидной пленки «каптон» с удельным сопротивлением, превышающим 10^{16} ОмЧсм. Изучение оптических свойств проводилось на пленках, осажденных на полированные стеклянные подложки. В зависимости от исследуемых свойств толщина пленок ХСП изменялась от 0,5 до 10 мкм.

Для стабилизации структуры и свойств свежеприготовленные пленочные образцы отжигались в течение 30 минут при температурах, близких к температуре размягчения. По данным рентгено-флуоресцентного анализа состав получаемых пленок отличается от состава исходного материала не более чем на 3%. Аморфность структуры пленок контролировалась методами электронной и рентгеновской дифракции.

Температурная зависимость электропроводности образцов измерялась в интервале температур от 300 *К* до температуры размягчения T_g материала пленок. Спектральные характеристики пропускания и отражения света регистрировались в интервале длин волн от 0,40 до 0,75 мкм. По этим данным, с учетом толщины образцов, определялся коэффициент оптического поглощения а. Оптическая ширина запрещенной зоны E_g пленок рассчитывалась из спектральных характеристик поглощения света при коэффициентах а, соответствующих краю полосы фундаментального поглощения с использованием соотношения Тауца [4]: *бhн* ~ (*hн* – E_g), где *hн* – энергия фотонов.

Перенос носителей заряда в образцах «сэндвич» структуры при *T* = 300 *К* исследовался по времяпролетной методике, позволяющей раздельно определять дрейфовую подвижность электронов $м_n$ и дырок $м_p$ в материалах, у которых время пролета носителей заряда меньше времени диэлектрической релаксации [10]. Инжекция носителей заряда в образец осуществлялась импульсом сильнопоглощаемого излучения лазера с длиной волны 0,337 мкм и длительностью 10 нс. Время пролета носителей заряда через образец t_T определялось из зависимостей переходных фототоков электронов и дырок от времени [10]. Значение дрейфовой подвижности *м* рассчитывалось из соотношения *м* = *d*/(t_TЧ*E*), где *d* – толщина образца, *E* – напряженность электрического поля. Фотопроводимость пленок изучалась в продольном и поперечном режимах по стандартной методике [10]. Более подробно вышеуказанные экспериментальные методики описаны в [11].

Результаты эксперимента и их обсуждение

Из исследований температурной зависимости темновой проводимости и спектральных характеристик пропускания света ТИ- и ВЧ-пленок а-$As_4Se_3S_3$ были определены проводимость образцов при комнатной температуре (*T*=300 *К*) $s_к$, энергия активации проводимости *E*s, значения предэкспоненциального множителя *C* в законе изменения проводимости с температурой (s = =Cexp(-*E*s/*kT*)), оптическая ширина запрещенной зоны E_g и положение уровня Ферми относительно середины запрещенной зоны ДE_F = E_g/2 – E_y. Указанные параметры пленок приведены в таблице. Ошибки в определении параметров определялись их разбросом от образца к образцу и составляли половину порядка величины для $s_к$, ± 0,02 эВ для *E*s и ±0,01 эВ для E_g.

Из таблицы следует, что ВЧ-пленки а-$As_4Se_3S_3$ имеют более низкие значения проводимости, характеризуются большими значениями энергии активации проводимости и меньшими значениями оптической ширины запрещенной зоны. Величина ДE_F у ТИ- и ВЧ-пленок имеет малые значения, и у ВЧ-пленок ДE_F < 0. Это противоречие между соотношениями параметров E_y и E_g/2 ВЧ-пленок можно объяснить, обращаясь к представлениям физики аморфных полупроводников об антипараллельных энергетических флуктуациях краев запрещенной зоны E_c и E_v, которые связаны, согласно [1], с локальными неоднородностями структуры.

С другой стороны, из сравнения значений энергии активации проводимости и оптической ширины запрещенной зоны можно заключить, что как для ТИ-, так и для ВЧ-пленок справедливо

Проводимость $\sigma_к$, энергия активации проводимости E_σ, предэкспоненциальный множитель C, оптическая ширина запрещенной зоны E_g, положение уровня Ферми ΔE_F пленок a-$As_4Se_3S_3$, полученных разными методами

Метод приготовления	$\sigma_к$, $(Ом·см)^{-1}$	E_σ, эВ	C, $(Ом·см)^{-1}$	E_g, эВ	ΔE_F, эВ
ТИ	$1·10^{-15}$	0,96	$4·10^3$	2,08	0,08
ВЧ	$6·10^{-16}$	1,02	$3·10^3$	1,89	- 0,08

соотношение Es » $E_g/2$. Это означает, что уровень Ферми у пленок находится примерно в середине запрещенной зоны.

При изучении переноса носителей заряда в ТИ-пленках a-$As_4Se_3S_3$ обнаружен только переходной фототок дырок (переходной фототок электронов чрезвычайно мал), а в пленках, полученных ВЧ-методом, переходные фототоки электронов и дырок сравнимы по величине (рис. 1).

Эти результаты свидетельствуют о том, что в переносе заряда в ТИ-пленках участвуют только дырки, а в ВЧ-пленках - как дырки, так и электроны. Характер зависимостей наблюдаемых переходных фототоков соответствует дисперсионному переносу. Расчет показывает, что у ВЧ-пленок $м_p \sim м_n \sim 10^{-6}$ см²/(ВЧс) при $E = 10^5$ В/см и $T = 300$ K и сравнима по величине с подвижностью дырок в ТИ-пленках. Отсюда следует, что в ВЧ-пленках имеет место биполярный перенос носителей заряда в отличие от монополярного дырочного переноса в ТИ-пленках.

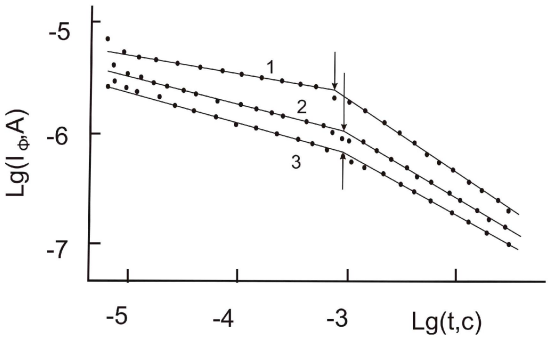
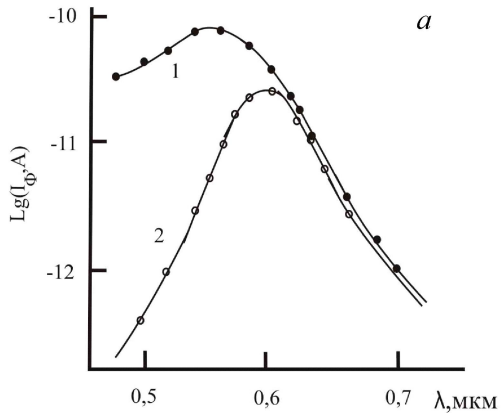


Рис. 1. Переходные фототоки дырок (1, 2) и электронов (3) в пленках a-$As_4Se_3S_3$, полученных методами термического испарения (1) и ионно-плазменного высокочастотного распыления (2, 3)

Спектральная зависимость фотопроводимости пленок (СЗФП) a-$As_4Se_3S_3$, полученных обоими методами, измеренная в режиме продольной фотопроводимости при разных полярностях освещаемого электрода при $T = 300$ K, приведена на рис. 2.

Можно видеть, что ТИ-пленки обладают фотовыпрямлением (рис. 2 а), т.е. величина фототока в коротковолновой области спектра (0,45 – 0,60 мкм) существенно зависит от полярности напряжения на освещаемом электроде. В противоположность этому, у ВЧ-пленок СЗФП не меняется при изменении полярности освещаемого электрода (рис. 2 б). Исходя из симметрии СЗФП



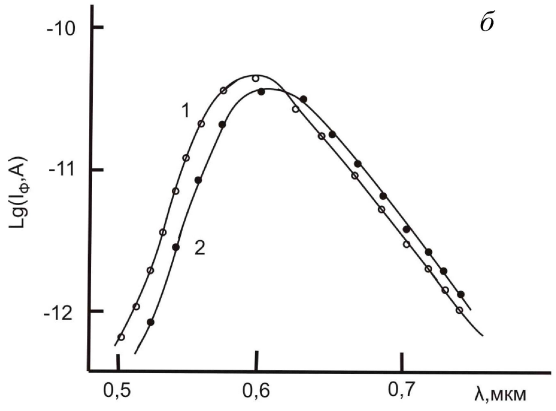


Рис. 2. Спектральная зависимость фототока в аморфных ТИ- (*а*) и ВЧ-пленках (*б*) $As_4Se_3S_3$ при положительном (1) и отрицательном (2) потенциале освещаемого электрода

и из биполярности переноса неравновесных носителей заряда в ВЧ-пленках a-$As_4Se_3S_3$ можно заключить, что в этих пленках имеет место биполярная фотопроводимость.

Таким образом, из полученных результатов следует, что неравновесные процессы в ВЧ-пленках состава $As_4Se_3S_3$ существенно отличаются от процессов в ТИ-пленках этого состава, что аналогично результатам, полученным на аморфных пленках составов As_2Se_3 и As_2S_3 [5, 6, 8]. Поскольку неравновесные процессы в ХСП определяются локализованными состояниями в их запрещенной зоне, отличие в характере неравновесных процессов в пленках, полученных разными мето-дами, свидетельствует о том, что спектр локализованных состояний у этих пленок существенно различается. Согласно существующим представлениям [1-3, 10] спектр локализованных состояний у ТИ-пленок содержит глубокие ловушки для электронов, что и обусловливает монополярный характер указанных процессов в этих пленках. Биполярный характер неравновесных процессов в ВЧ-пленках свидетельствует о том, что в этом случае захват электронов на глубокие ловушки не имеет места, и ловушки для электронов и дырок одинаково распределены по энергиям. Наблюдаемое сходство в особенностях переноса носителей заряда в пленках a-As_2Se_3 и исследуемых нами пленках a-$As_4Se_3S_3$ позволяет предположить, что изменения в спектре локализованных состоянии ВЧ-пленок этих ХСП имеют одинаковую природу. Присутствие атомов серы в составе $As_4Se_3S_3$ не влияет на характер наблюдаемых изменений, поскольку антисвязывающие орбитали атомов S лежат по энергии выше гетеро- и гомосвязей As и Se, а несвязывающие - ниже [10]. Анализ результатов по изучению дрейфовой подвижности носителей заряда, проведенный в рамках модели собственных заряженных дефектов структуры (U?-центров) [10], показал, что основные отличия в энергетическом спектре пленок, полученных разными методами, связаны с различным механизмом формирования края зоны проводимости и локализованных состояний, контролирующих перенос электронов [12], что, по-видимому, является следствием различий в структуре ВЧ- и ТИ-пленок.

Заключение. Аморфные пленки $As_4Se_3S_3$, полученные методом ионно-плазменного высокочастотного распыления характеризуются электронными параметрами и неравновесными процессами, существенно отличающимися от таковых в пленках этого состава, полученных термическим испарением в вакууме. Различия в электронной структуре пленок, полученных разными методами, видимо определяются различиями в их атомной структуре, обусловленными существенно разными условиям парообразования исходного материала и формирования твердой фазы. Получение пленок a-$As_4Se_3S_3$ методом ионно-плазменного высокочастотного распыления, по-видимому, позволяет реализовать новое метастабильное структурное состояние аморфной матрицы и, тем самым, открывает возможности управления электронными свойствами аморфных полупроводниковых пленок методом их структурной модификации.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Мотт И., Дэвис Э.* Электронные процессы в некристаллических веществах М.: Мир, 1982. 560 с.

2. Под ред. М. Бродски. Аморфные полупроводники. М.: Мир, 1982. 320 с.

3. *Фельц А.* Аморфные и стеклообразные неорганические твердые тела М.: Мир, 1987. 403 с.

4. Под ред. А. А. Айвазова. Неупорядоченные полупроводники. МЭИ, ВШ, 1995. 352 с.

5. *Сарсембинов Ш.Ш., Приходько О.Ю., Мальтекбасов М.Ж., Джакелов С.А., Максимова С.Я., Аверьянов В.Л.* // Письма в ЖТФ. 1990. Вып. 12. С. 49.

6. *Сарсембинов Ш.Ш., Приходько О.Ю., Мальтекбасов М.Ж., Максимова С.Я., Аверьянов В.Л.* // ФТП. 1991. Т. 25, вып. 3. С. 564.

7. *Sarsembinov Sh.Sh., Prikhodko O.Yu., Ryaguzov A.P., Maksimova S.Ya.* // Semicond. Sci. Technol. 2001. V. 16. P. 872.

8. *Sarsembinov Sh.Sh., Prikhodko O.Yu., Ryaguzov A.P., Maksimova S.Ya., Ushanov V.Z.* // J. of Non-Cryst. Solids. 2007. V. 353. P. 2057.

9. *Любин В.М.* Фотографические процессы на основе халькогенидных стеклообразных полупроводников // Несеребряные фотографические процессы. Л.: Химия, 1984. С. 193.

10. Под. ред. К. Д. Цендина. Электронные явления в халькогенидных стеклообразных полупроводниках. СПб.: Наука, 1996. 486 с.

11. *Сарсембинов Ш.Ш., Приходько О.Ю., Максимова С.Я.* Физические основы модификации электронных свойств некристаллических полупроводников. Алматы: Қазақ университеті, 2005. 341 с.

12. *Приходько О.Ю.* // Вестник КазНУ. Серия физическая. 2003. №2(15). С. 68.

Резюме

Вакуумдағы термиялық буландыру және иондық-плазмалық жоғарыжиілікті шашырау әдістерімен алынған $As_4Se_3S_3$ босқыл қабыршақтарындағы заряд тасушылардың тасымалдау және фотоөтімділік процестерінің электрлік және оптикалық қасиеттерінің зерттеулерінің нәтижелері қорытылған. Әртүрлі әдістермен жасалған қабыршақтардың электрондық параметрлерінің айырмашылықтары бар және олардың тепе-теңсіздік процестерде маңызды айырмашылықтары бар екендігі анықталған. Құрылымды модификация жолымен қабыршақтардың электрондық қасиеттерін жәтижелі басқаруға болатын мүмкіншілігі көрсетілген.

Summary

The results of the electrical and optical properties, charge carriers drift and photoconductivity investigations in amorphous $As_4Se_3S_3$ films prepared by thermal evaporation in a vacuum and by RF ion-plasma sputtering are generalized. Differences in electronic parameters and essential differences in nonequlibrium processes have been established. Opportunity of the films effective electronic properties control by means of their structure modification has been shown.

НИИЭТФ КазНУ им. аль-Фараби,
г. Алматы

Поступила 25.12.07г.

Резюме

Вакуумдағы термиялық буландыру және иондық-плазмалық жоғарыжиілікті шашырау әдістерімен алынған $As_4Se_3S_3$ босқыл қабыршақтарындағы заряд тасушылардың тасымалдау және фотоөтімділік процестерінің электрлік және оптикалық қасиеттерінің зерттеулерінің нәтижелері қорытыланған. Әртүрлі әдістермен жасалған қабыршақтардың электрондық параметрлерінің айырмашылықтары бар және олардың тепе-теңсіздік процестерде маңызды айырмашылықтары бар екендігі анықталған. Құрылымды модификация жолымен қабыршақтардың электрондық қасиеттерін жәтижелі басқаруға болатын мүмкіншілігі көрсетілген.

Summary

The results of the electrical and optical properties, charge carriers drift and photoconductivity investigations in amorphous $As_4Se_3S_3$ films prepared by thermal evaporation in a vacuum and by RF ion-plasma sputtering are generalized. Differences in electronic parameters and essential differences in nonequlibrium processes have been established. Opportunity of the films effective electronic properties control by means of their structure modification has been shown.

НИИЭТФ КазНУ им. аль-Фараби,
г. Алматы
Поступила 25.12.07г.

Н. М. АХМЕТОВ

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ОХЛАЖДЕНИЯ ТОРМОЗА БУРОВОЙ ЛЕБЕДКИ С ЦЕЛЬЮ ОПТИМИЗАЦИИ РАБОЧИХ ПАРАМЕТРОВ

Приводятся результаты многофакторного анализа уравнении регрессии, составленного с целью оптимизации конструктивно-режимных параметров основного тормоза буровой лебедки. Даны математическое и графическое выражения модели процесса охлаждения тормоза буровой лебедки, позволяющие определить оптимальные параметры.

В работе приведены результаты моделирования процесса теплопередачи между трущимися элементами тормозной системы буровой лебедки (рис. 1 и 2). Данная система, помимо обычных рабочих элементов ленточного тормоза имеет дополнительное теплоотводящее устройство. Несомненно, на параметры теплоотвода влияют одновременно и во взаимосвязи несколько факторов. Следовательно, для получения результата эксперимента, описывающего реальный физический смысл процесса охлаждения тормозной системы, необходимо рассматривать выбранные факторы во взаимосвязи.

Для проведения полного факторного эксперимента, согласно методике, приведенной в рабо-тах [1-3] были отобраны несколько факторов, оказывающие на наш взгляд, наибольшее влияние на коэффициент теплопроводности рабочей поверхности шкива ленточного тормоза буровой лебедки λ_R. Указанный коэффициент, в соответствии с рис. 1 и 2, в большей степени зависит от соотношения толщины сечения основного и вспомогательного шкивов k_R, угла между теплопроводящими ребрами вспомогательного шкива ξ, отношения приведенной толщины ребер к размеру теплоотводящей поверхности вспомогательного шкива $k_г$.

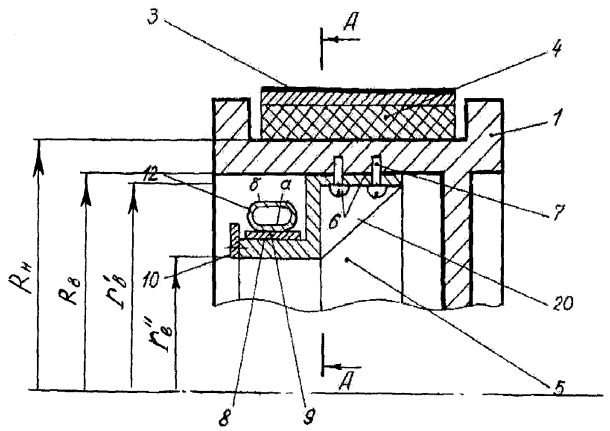


Рис. 1. Продольный разрез охлаждающей системы тормоза буровой лебедки и обозначение размерностей составных элементов: *1* – тормозной (основной) шкив, *3* – тормозная стальная лента, *4* – колодка тормозной ленты, *5* – вспомогательный шкив, *6*, *7* – болты, для крепления вспомогательного шкива, *8* – рабочая поверхность вспомогательного шкива, *9* – дополнительная теплоотводящая лента, *10* – фиксатор дополнительной ленты, *12* – теплоотводящий патрубок, изготовленный из материала с высокой теплопроводностью и содержащий внутри олово, *20* – теплоотводящие ребра вспомогательного шкива

Н. М. АХМЕТОВ

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ОХЛАЖДЕНИЯ ТОРМОЗА БУРОВОЙ ЛЕБЕДКИ С ЦЕЛЬЮ ОПТИМИЗАЦИИ РАБОЧИХ ПАРАМЕТРОВ

Приводятся результаты многофакторного анализа уравнении регрессии, составленного с целью оптимизации конструктивно-режимных параметров основного тормоза буровой лебедки. Даны математическое и графическое выражения модели процесса охлаждения тормоза буровой лебедки, позволяющие определить оптимальные параметры.

В работе приведены результаты моделирования процесса теплопередачи между трущимися элементами тормозной системы буровой лебедки (рис. 1 и 2). Данная система, помимо обычных рабочих элементов ленточного тормоза имеет дополнительное теплоотводящее устройство. Несомненно, на параметры теплоотвода влияют одновременно и во взаимосвязи несколько факторов. Следовательно, для получения результата эксперимента, описывающего реальный физический смысл процесса охлаждения тормозной системы, необходимо рассматривать выбранные факторы во взаимосвязи.

Для проведения полного факторного эксперимента, согласно методике, приведенной в рабо-тах [1-3] были отобраны несколько факторов, оказывающие на наш взгляд, наибольшее влияние на коэффициент теплопроводности рабочей поверхности шкива ленточного тормоза буровой лебедки λ_R. Указанный коэффициент, в соответствии с рис. 1 и 2, в большей степени зависит от соотношения толщины сечения основного и вспомогательного шкивов k_R, угла между теплопроводящими ребрами вспомогательного шкива ξ, отношения приведенной толщины ребер к размеру теплоотводящей поверхности вспомогательного шкива $k_г$.

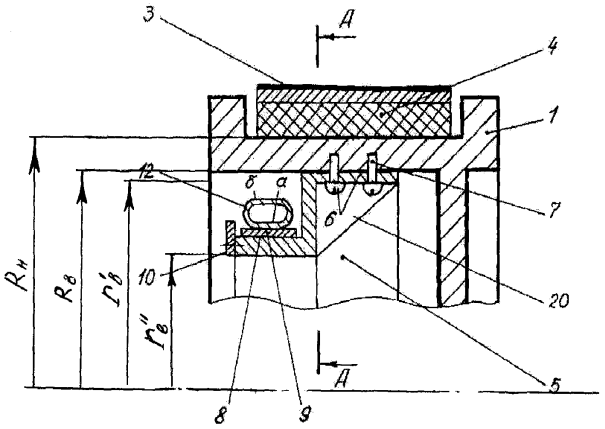


Рис. 1. Продольный разрез охлаждающей системы тормоза буровой лебедки и обозначение размерностей составных элементов: *1* – тормозной (основной) шкив, *3* – тормозная стальная лента, *4* – колодка тормозной ленты, *5* – вспомогательный шкив, *6*, *7* – болты, для крепления вспомогательного шкива, *8* – рабочая поверхность вспомогательного шкива, *9* – дополнительная теплоотводящая лента, *10* – фиксатор дополнительной ленты, *12* – теплоотводящий патрубок, изготовленный из материала с высокой теплопроводностью и содержащий внутри олово, *20* – теплоотводящие ребра вспомогательного шкива

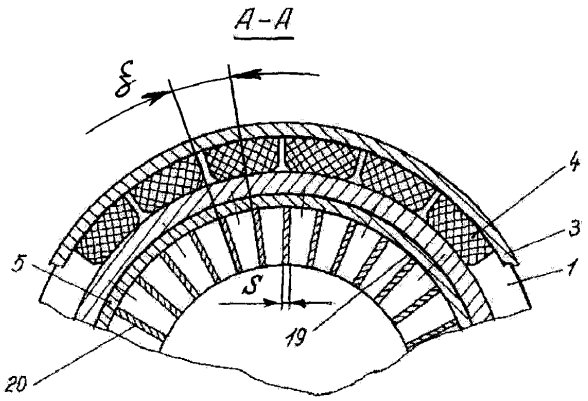


Рис. 2. Поперечный разрез по А-А охлаждающей системы тормоза буровой лебедки по рис. 1 и обозначение размерностей составных элементов: *1* – основной шкив, *3* – тормозная стальная лента, *4* – колодка тормозной ленты, *5* – дополнительный шкив, *19* – внутренняя рабочая поверхность дополнительного шкива, *20* – теплоотводящие ребра дополнительного шкива

В соответствии с рис. 1 и 2 коэффициент k_R определяется из выражения

$$k_R = (R_H - R_B)/(R_B - r'_в), \quad (1)$$

и, по физической сути, определяет процесс теплопередачи между основным и вспомогательным шкивами. А коэффициент k_r вычисляем по формуле

$$k_r = Sn/(r'_в - r''_в), \quad (2)$$

где n – количество теплоотводящих ребер.

Задачей факторного анализа результатов экспериментального исследования должно быть получение математической модели следующего вида

$$\lambda_R = f(x_1, x_2, x_3,) \to max, \quad (3)$$

где λ_R имеет ограничения в пределах $40 Вт/(м \cdot К) \leq \leq \lambda_R \leq 80 Вт/(м \cdot К)$. Выход значения λ_R из-за рамки указанного предела делает систему нерабочей и бессмысленной.

Из (3) видно, что для достижения цели необходимо определить такие значения факторов x_1, x_2 и x_3, при которых обеспечивается максимальный теплоотвод от наиболее нагретой поверхности основного шкива.

С целью построения математической модели теплоотводящего устройства в виде функции критерия оптимизации от значимых параметров, была построена матрица ортогонального планирования эксперимента, на основе которой строилась математическая модель второго порядка:

$$y = a_0 + \sum_{i=1}^{n} a_i x_i + \sum_{i=1}^{n} a_{ii} x_i^2 + \sum_{i \neq}^{n} a_{ij} x_i x_j, \quad (4)$$

где y - критерий оптимизации; x_i, x_j - независимые переменные факторы; a_0, a_i, a_{ii}, a_{ij} – теоретические коэффициенты регрессии.

Выделенные, так называемые преобладающие факторы, варьировались на пяти уровнях. Интервалы и уровни варьирования факторов приведены в табл. 1.

По средним экспериментальным значениям степени $\overline{y}$ определяли коэффициенты регрессии. Подставив последние в (4) получили уравнение регрессии в условных координатах:

Таблица 1. **Уровни варьирования и интервалы выделенных факторов**

Факторы	Обозначение	Уровни					Интервал
		-1, 215	-1	0	1	1,215	
Отношение толщин сечений основного и вспомогательного шкивов k_R	X_1	2,84	8	16	24	29,16	8
Угол между тепоотводящими ребрами, ξ	X_2	1,77	5	10	15	18,23	5,0
Отношение приведенной толщины ребер к размеру теплоотводящей круглой поверхности вспомогательного шкива, $k_г$	X_3	-0,04	0,5	1,5	2,5	3,04	1,0
		$-\beta$				β	

$$У = 51{,}45 + 5{,}98X_1 - 1{,}805X_2 + 0{,}615X_3 - 5{,}625X_1X_2 - 10{,}875X_1X_3 + 2{,}95X_2X_3 - 10{,}445\,X_1^2 - 14{,}592\,X_2^2 - 2{,}711\,X_3^2. \quad (5)$$

Перевод условных координат в физические согласно табл. 1

$X_1=(k_R-16)/8;\ \ X_2=(\xi-10)/5;\ \ X_3=(k_г-1{,}5)/0{,}5,$

позволил получить

$$X_1=0{,}125k_R-2;\ \ X_2=0{,}2\xi-2;\ \ X_3=2k_г-3. \quad (6)$$

Путем совместного решения (6) и (5) получена математическая модель процесса теплопроводности в виде зависимости коэффициента теплопроводности от конструктивно-режимных параметров ленточного тормоза буровой лебедки:

$$\lambda_R = -160{,}54 + 11{,}447k_R + 11{,}21\xi + 73{,}43k_г - 0{,}14k_R\xi - 2{,}72k_Rk_г + 1{,}18\xi k_г - 0{,}17k_R^2 - 0{,}58\xi^2 - 10{,}8k_г^2. \quad (7)$$

На основании модели (7) были построены двумерные сечения, которые позволили установить зависимости критерия оптимизации от синергетических координат и определить оптимальные значения трех выбранных факторов, т.е. k_R=9,6; ξ = 14,2; $k_г$ = 0,75.

Используя значения коэффициентов k_R, $k_г$ и ξ по формулам (1) и (2) определяли конструктивные параметры вспомогательного шкива применительно тормозной системе некоторых действующих буровых лебедок. Результаты расчетов приведены в табл. 2.

Таблица 2. **Конструктивные параметры теплоотводящего шкива**

Марка лебедки	Параметры, мм	
	$r'_в$	$r''_в$
ЛБ -750	240	107
У2-5-5	290	157
ЛБУ - 1100	265	132

На рис. 3 показано графическое выражение математической модели процесса, характеризующей поверхность изменения коэффициента теплопроводности в зависимости от рассматриваемых факторов.

Выводы.

1. Получены уравнения регрессии, характеризующие математическую модель процесса теплопередачи в тормозной системе буровой лебедки с учетом дополнительного охлаждения, которые позволили сократить число опытов и определить оптимальные значения безразмерных параметров k_R, $k_г$ и ξ, соответствующих к экстремальным значениям критерии оптимизации λ_R: k_R = 9,6; $k_г$ = 0,75; ξ = 14,2.

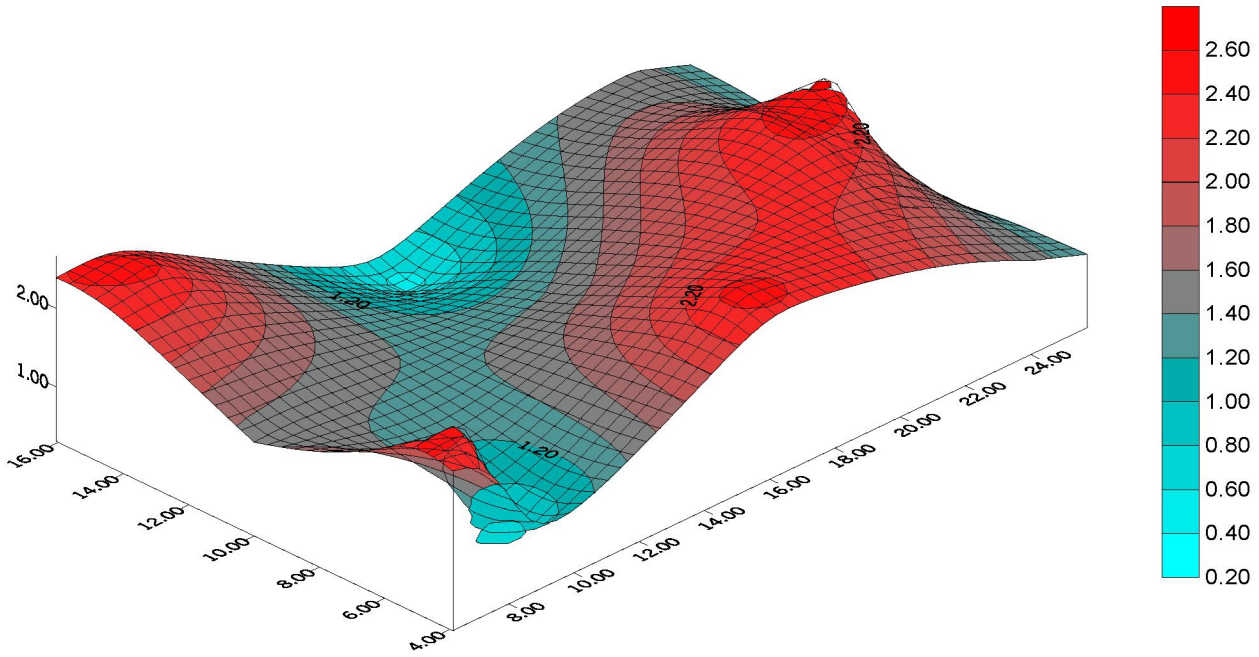


Рис. 3. Графическое изображение математической модели процесса теплоотвода в зависимости от основных параметров

2. Найденные значения k_R, $k_т$ и ξ соответствуют реальным конструктивно-геометрическим размерам тормозных систем действующих на практике буровых лебедок.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Адлер Ю.П.* Введение в планирование эксперимента. М.: Металлургия, 1969. 159 с.

2. *Евдокимов Ю.А., Колесников В.И., Тетерин А.И.* Планирование и анализ экспериментов при решении задач трения и износа. М.: Наука, 1980. 228 с.

3. *Налимов В.В., Чернова Н.А.* Статистические методы планирования экспериментальных экспериментов. М.: ВИСХОМ, 1974. 116 с.

Резюме

Бұрғылау лебедкасының негізгі тежегішінің конструктивті-режімдік параметрлерін оңтайландыру мақсатында құрылған регрессия теңдеуін көпфакторлы тәсілмен сараптаудың нәтижелері келтірілген. Бұрғылау лебедкасы тежегішін салқындату процесі моделінің математикалық және графикалық түрлері берілген.

Summary

The results of the multifactorial analysis of the regress equation, made with the purpose of design data-regime parameters optimization of the basic brake winch are given in the work. The mathematical and graphic expressions of cooling model of process of a brake drilling winch are given, allowing to define optimum parameters.

Поступила 24.12.07г.

УДК 533.9.01

Р. Ж. АМАНГАЛИЕВА

РАСЧЕТ НЕКОТОРЫХ ПАРАМЕТРОВ ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЫ В РАЗРЯДЕ ПОСТОЯННОГО ТОКА

Вычислены аксиальное и радиальное распределения электрического поля, функция распределения электронов по энергиям и макроскопические параметры пылевой плазмы стратифицированного тлеющего разряда низкой плотности в вертикально расположенной цилиндрической разрядной трубке.

Последние годы пылевая плазма привлекает большое внимание исследователей как система, представляющая собой открытую нелинейную диссипативную структуру, в которой возможно образование пылевых упорядоченных структур.

Пылевая плазма представляет собой ионизованный газ, содержащий заряженные пылевые частицы микронных размеров. Пылевая плазма широко распространена в природе. Она составляет кольца планет-гигантов, хвосты комет, межпланетные и межзвездные облака [1].

Пылевая плазма является предметом интенсивного изучения в течение последнего десятилетия. Активное исследование началось в связи с целым рядом практических приложений, таких как электродинамика продуктов сгорания, электрофизика МГД генераторов, а также с использованием технологий плазменного напыления и травления в микроэлектронике и развитием производства тонких пленок и наночастиц.

Пылевая плазма в лабораторных условиях активно исследуется в стратах тлеющего разряда постоянного тока и в приэлектродном слое емкостного и индуктивного высокочастотных разрядов.

Рассматривается положительный столб (ПС) тлеющего разряда в аргоне. Известно, что в разрядах инертных газов низкого давления функция распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) редко бывает равновесной. Движение электронов при низких плотностях газа определяется набором энергии в электрическом поле и потерей энергии в неупругих столкновениях, так как потери энергии электронов в упругих столкновениях малы. Чтобы определить $f_0(r,z,U)$ ФРЭЭ в оси трубки и аксиальное распределение электрического поля была использована кинетическая модель [2]. Модель основана на одновременном решении кинетического уравнения Больцмана для ФРЭЭ и уравнения дрейфа-диффузии для распределения ионов, а так же уравнения Пуассона для электрического поля.

Ниже представлены результаты моделирования для давления аргона p = 0,4 Тор и среднего электрического поля E_0 = 2,5 В/см. Разрядный промежуток равен L = 10 см, катодная сторона положительного столба соответствует z_c = 0 см.

На рис. 1 представлено распределение изотропной части ФРЭЭ на оси разряда. Логарифм изотропной части ФРЭЭ представлен в виде зависимости от аксиальной координаты z и энергии U. Видно, что с приближением к аноду горб ФРЭЭ периодически смещается в область с большей кинетической энергией. Достигнув энергии, при которой электроны в состоянии возбудить первые уровни (~20 эВ), горб ФРЭЭ возникает в области с маленькими энергиями. Далее такая картина периодически повторяется в U и z координатах.

На рис. 2. представлено аксиальное распределение электрического поля на оси разрядной трубки. Видно, что аксиальное поле имеет несинусоидальную структуру с сильно выраженными пиками-стратами. Это поле в стратах обеспечивает условие левитации отрицательно заряженной пылевой частицы в некотором сечении страты, где поле тяжести, действующее на частицу, уравновешивается электростатической силой.

Стратифицированный тлеющий разряд интересен для реализации пылевой плазмы также и с той точки зрения, что в разрядной трубке из-за процессов амбиполярной диффузии возникает радиальное электрическое поле, направленное от оси к стенке трубки. Радиальное поле ускоряет ионы, образующиеся при ионизации в разрядной трубке, и замедляет уход электронов на стенку. Именно это поле препятствует уходу отрицательно заряженных пылевых частиц на стенки трубки, осуществляет их захват в центральной части трубки.

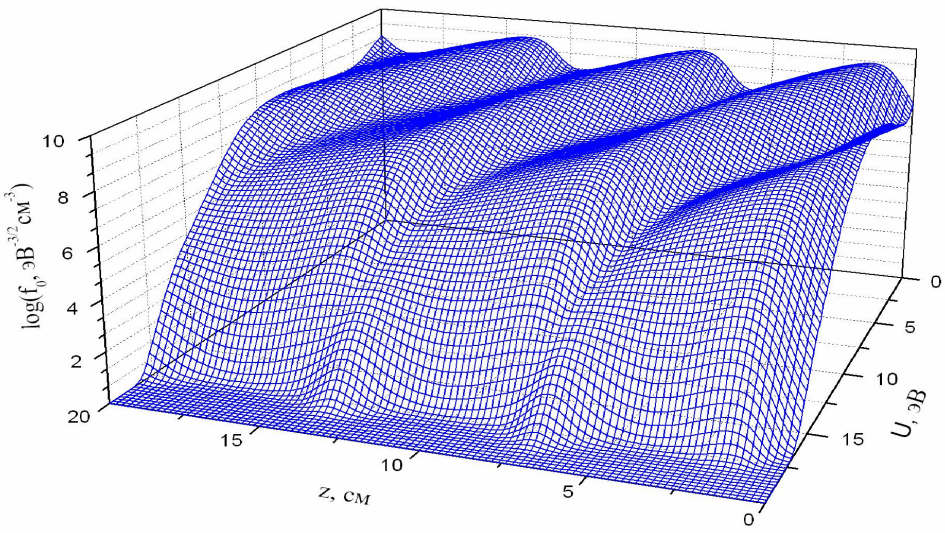


Рис. 1. Пространственное распределение изотропной части ФРЭЭ на оси разряда

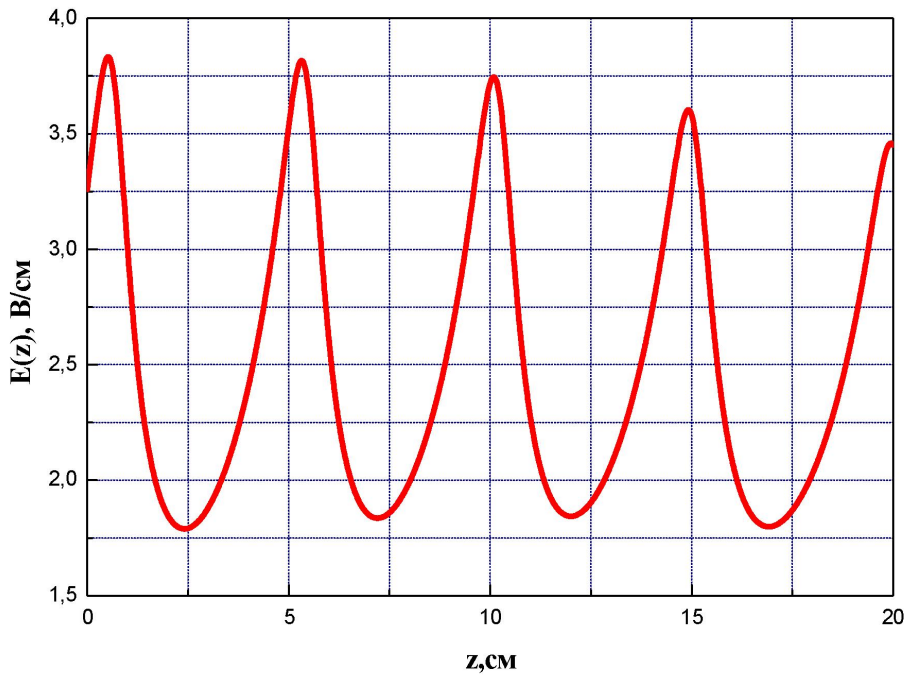


Рис. 2. Аксиальное распределение самосогласованного электрического поля

В настоящее время самосогласованное решение в двумерной области разрядной трубки отсутствует. Поэтому для определения радиального распределения электрического поля использовалось приближение амбиполярной диффузии электронов и ионов на стенку разрядной трубки [3]. В этом случае радиальное электрическое поле и электрический потенциал выражаются через функцию Бесселя и равны:

$$E_r(r,z) = -\frac{\partial\varphi(r,z)}{\partial r} \approx$$

$$\approx -\frac{k_b T_e}{e_0}\frac{1}{n_e}\frac{\partial n_e}{\partial r} \quad \frac{k_b T_e}{e_0}\frac{\alpha_1}{R}\frac{J_1(\alpha_1 r/R)}{J_0(\alpha_1 r/R)}, \qquad (1)$$

$$\varphi(r) = \varphi(r,z) - \varphi(r=0,z) \approx \frac{k_b T_e}{e_0}\ln\left(J_0(\alpha_1 r/R)\right), \qquad (2)$$

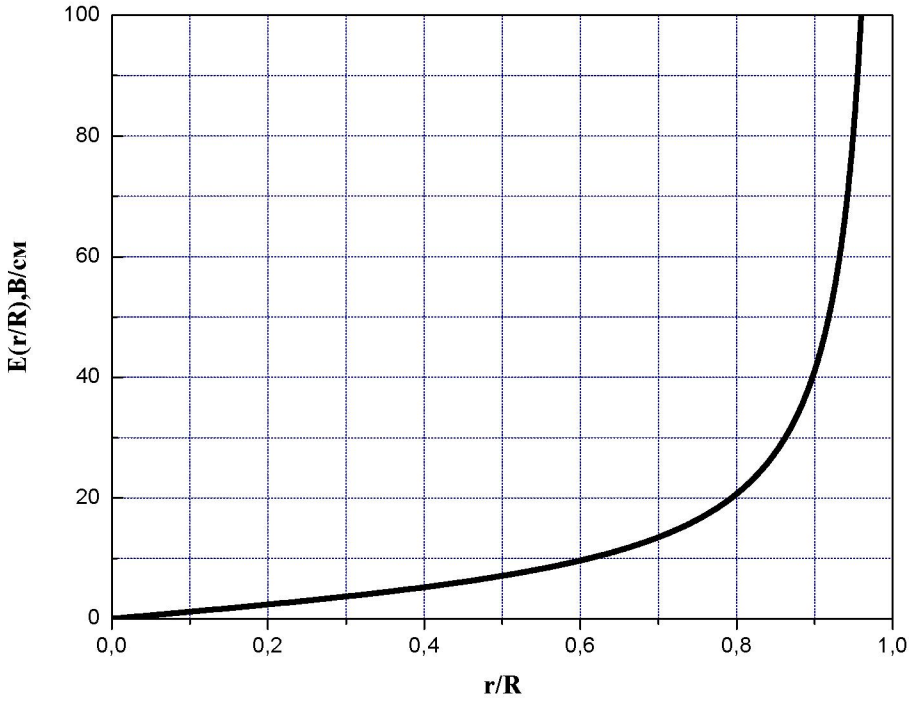


Рис. 3. Распределение радиального электрического поля

где $\alpha_1 = 2{,}4048$ – первый корень функции Бесселя, $J_0(\alpha_1) = 0$.

На рис. 3 видно, что радиальное электрическое поле меняется сначала линейно с радиусом, а затем резко возрастает при приближении к стенке разрядной трубки.

Макроскопические параметры плазмы, такие как плотность и средняя температура электронов определяются интегралами изотропной части ФРЭЭ:

$$n_e(r,z) = \int_0^\infty f_0(r,z,U)U^{1/2}dU\,, \qquad (3)$$

$$T_e(r,z) = \frac{2}{3}\frac{1}{n_e(r,z)}\int_0^\infty U^{3/2} f_0(r,z,U)dU\,. \qquad (4)$$

На рис. 4 и 5 представлены радиальные и аксиальные зависимости плотности и температуры электронов в разряде постоянного тока. Надо отметить,что в стратифицированном

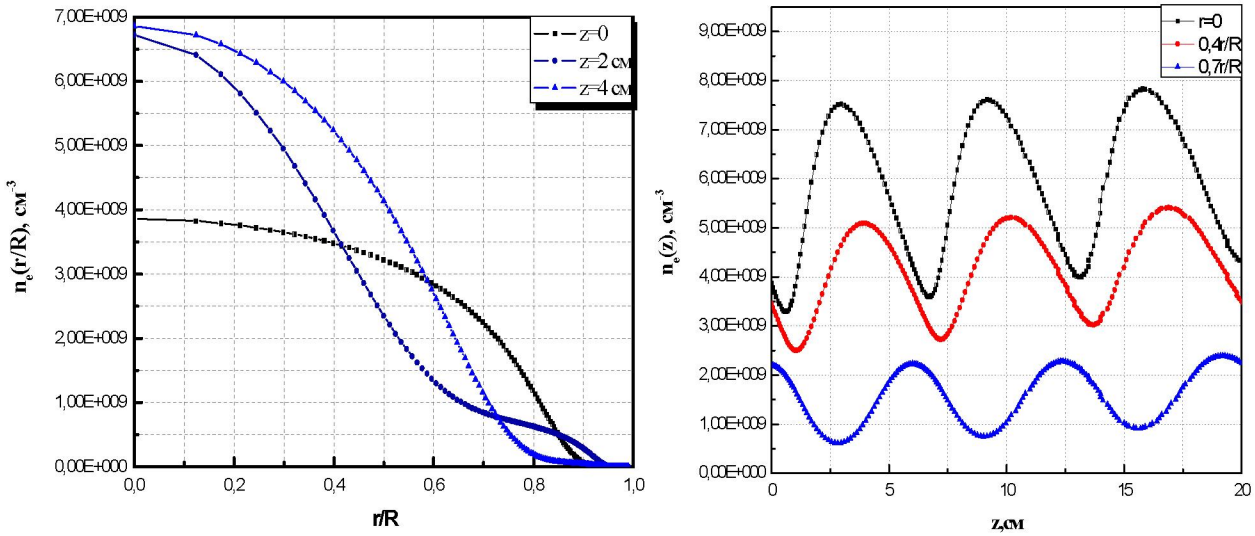


Рис. 4. Радиальные и аксиальные распределения плотности электронов

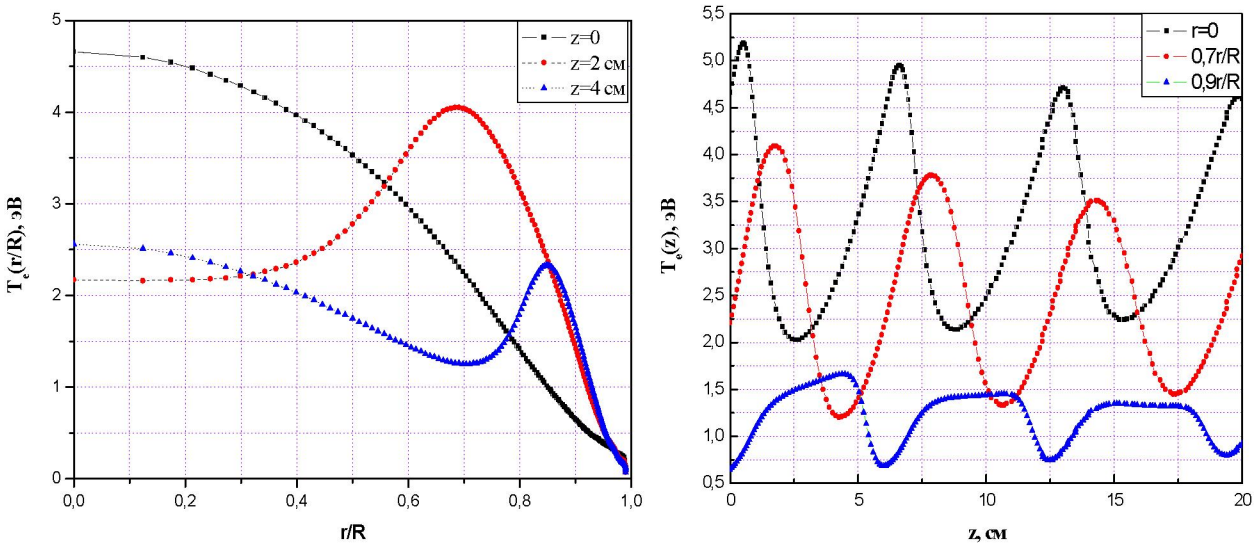


Рис. 5. Радиальные и аксиальные распределения температуры электронов

положительном столбе температура электронов в аргоне при $r = 0$ меняется от 2 до 5,23 эВ, что говорит о сильной нелокальности ФРЭЭ.

Полученные результаты позволяют определить двумерное пространственное распределение плавающего потенциала, заряда пылевых частиц в стратах и двумерное распределение сил, действующих на частицу (электростатической силы и силы ионного увлечения).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Фортов В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А., Молотков В.И., Петров О.Ф.* Пылевая плазма // УФН. 2004. Т. 174. № 5. С. 495-542.

2. *Сухинин Г.И., Федосеев А.В.* Самосогласованная кинетическая модель эффекта стратификации разрядов низкого давления в инертных газах // Теплофизика высоких температур. 2006. Т. 44. № 2. С. 165-173.

3. *Sukhinin G.I., Fedoseev A.V., Ramazanov T.S., Dzhumagulova K.N., Amangaliyeva R.Zh.* Dust particle charge distribution in a stratified glow discharge // J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. №40. P. 1-5.

Резюме

Вертикаль орналасқан цилиндрлік разрядты түтікшедегі төмен тығыздықты стратталған солғын разрядтағы электр өрісінің аксиал және радиал таралулары, электрондардың энергиялары бойынша таралу функциясы және тозаңды плазманың макроскопиялық параметрлері есептелінген.

Summary

The axial and radial distributions of electrical field, electron energy distribution function and macroscopic parameters of dusty plasma of stratified glow discharge in vertically located cylindrical tube are calculated.

КазНУ им. аль-Фараби, г. Алматы;

АГУ им. К. Жубанова, г. Актобе

Поступила 20.12.07г.

Л. У. ТАЙМУРАТОВА

ПРОДОЛЬНОЕ МАГНЕТОСОПРОТИВЛЕНИЕ КРЕМНИЯ p-ТИПА В СИЛЬНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Приведено подробное исследование различных случаев возникновения отрицательного магнетосопротивления, обусловленного механизмом рассеяния и отрицательной эффективной массой дырок. В литературе [1] рассматривались различные механизмы возникновения отрицательного магнетосопротивления. Некоторые из этих механизмов были подтверждены экспериментально на различных полупроводниковых кристаллах. Однако нам не известно, какие-либо работы, в которых исследовалось отрицательное магнетосопротивление кремния p-типа в сильном магнитном поле.

В этой статье будут представлены анализ экспериментальных результатах полученных при изучении явлений переноса в кремнии, в частности, отрицательное магнетосопротивление, возникающее за счет механизмов рассеяния и непараболичности валентной зоны (появление отрицательных поперечных эффективных масс).

Зоны тяжелых и легких дырок кремния вырождены в точке экстремума **k**=0, а третья зона из-за спин-орбитального взаимодействия отщеплена от зоны тяжелых и легких дырок на величину $\Delta = 0{,}04$ эВ.

Это небольшое значение Δ приводит к непараболическому закону дисперсии в зонах тяжелых и легких дырок. Непараболичность валентных подзон кремния оказывает ощутимое влияние на гальваномагнитные эффекты, в особенности на магнетосопротивление.

В интервале температур 50–100К наблюдается следующая зависимость подвижности дырок в кремнии от температуры $\mu_p \sim T^{-1,9}$. Это отклонение значения показателя – 1,9 от значения – 1,5 соответствующего рассеянию на акустических колебаниях решетки в элементарной модели сферической зоны, обусловлено непараболическим законом дисперсии в подзоне.

Как известно, первые, правильные сведения, о форме зон проводимости и валентных зон германия и кремния были получены из измерения магнетосопротивления [1–3]. Из опытов циклотронного резонанса показано в работе [4, 5]. В работе [3] было замечено продольное магнетосопротивление на кристаллах кремния p-типа, свидетельствовавшее об анизотропии изоэнергетической поверхности. Качественная интерпретация этому явлению была дана в работе [7]. Однако эксперименты по магнетосопротивлению кремния p-типа, проведенные в слабых магнитных полях [3, 6] расходятся с выводами теории [7].

Так как анизотропия энергетического спектра носителей тока проявляются наиболее отчетливо в сильных магнитных полях, то есть в области насыщения магнетосопротивления, поэтому целесообразно исследовать магнетосопротивления в области сильных магнитных полей. В этой связи в работе [8] было исследовано магнетосопротивление кремния p-типа в сильном продольном и поперечном магнитных полях при температуре 77 и 295К и впервые достигнуто насыщение магнетосопротивления.

Продольное магнетосопротивление кремния p-типа при J||H||[001], J||H||[110], J||H||[111].

Согласно классической теории в сильных магнитных полях магнетосопротивление должно насыщаться. Действительно, когда $\mu \frac{H}{c} \approx 4$ наблюдается полное насыщение продольного магнетосопротивления (в случаях **J||H||[111]**, **J||H||[110]**, **J||H||[001]** независимо от температуры, кристаллографического направления и концентрации носителей тока).

Позднее на более чистых кристаллах кремния (ρ_{300K} = 300 Ом·см) нам удалось наблюдать [9, 10], кроме насыщения и отрицательное магнетосопротивление в случаях, когда **J||H||[111]** и **J||H||[110]**, обусловленное непараболичностью валентной зоны [11], но не наблюдается в случае **J||H||[001]** – отрицательное магнетосопротивление (рис. 1–3).

Вследствие непараболичности подзоны тяжелых дырок эффективная масса электропроводности возрастает с температурой, так как в результате увеличения средней тепловой энергии дырки занимают те уровни в подзоне, где непараболичность больше. Некоторые авторы выска-

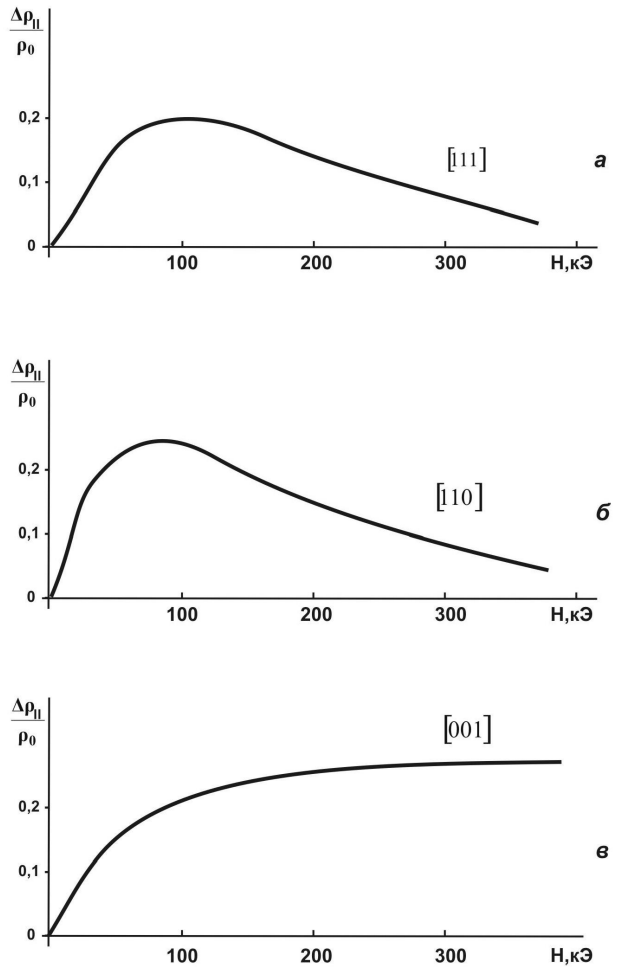


Рис. 1. Зависимость $\frac{\Delta\rho_{II}}{\rho_0} = f(H)$ кремния р-типа для основных кристаллографических направлений. (ρ_{300K} = 70 Ом·см, T = 77,4K)

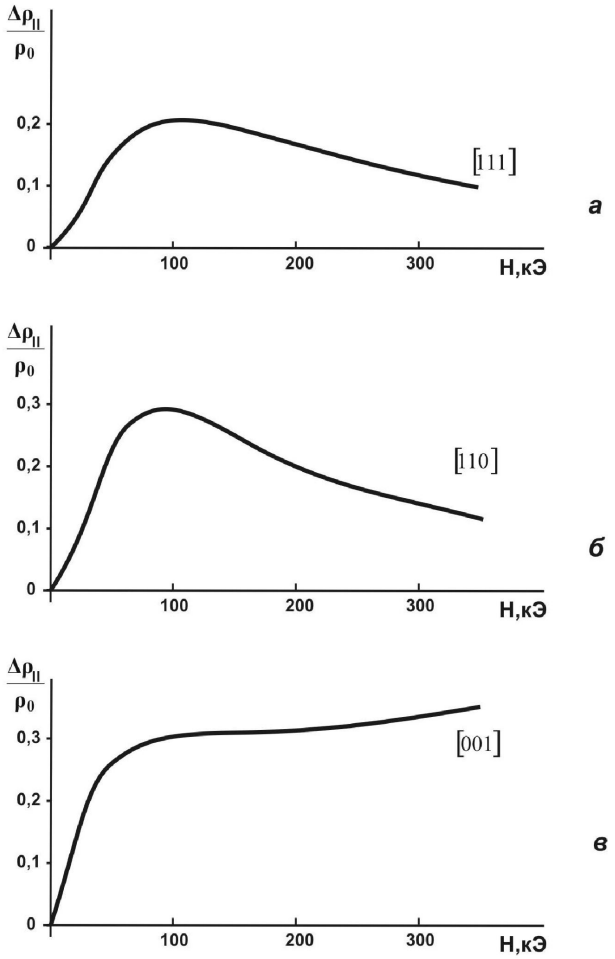


Рис. 2. Продольное магнетосопротивление кремния р-типа (ρ_{300K} = 300 Ом·см, T = 77,4K)

зали, что непараболичность зоны может привести к появлению отрицательного дифференциального сопротивления. Однако, это явление в кремнии р-типа не было наблюдено до наших работ. Экспериментальные результаты, полученные нами на кристаллах кремния р-типа измерением продольного магнетосопротивления по кристаллографическим направлениям [111], [110] и [001] показали, что анизотропия магнетосопротивления свидетельствует в пользу непараболического закона дисперсии в подзоне тяжелых дырок.

Согласно классической теории в сильных магнитных полях магнетосопротивление должно насыщаться. Действительно, наблюдается полное насыщение магнетосопротивления в области сильных магнитных полей во всех кристаллических направлениях (рис. 1–3) при T=77,4K.

Как видно из рисунков в сильных магнитных полях магнетосопротивление насыщается. Полное насыщение магнетосопротивления было наблюдено и на более низкоомных кристаллах кремния р-типа и [12, 13]. Однако, в отличие от низкоомных кристаллов на высокоомных кристаллах наблюдается некоторый спад магнетосопротивления после насыщения для кристаллографических направлений [110] и [111], тогда как для направления [001] такой спад отсутствует, наоборот наблюдается некоторый подъем.

Очевидно, такое поведение магнетосопротивления является характерной особенностью данного кристаллографического направления [001]. Сообщается например, что продольное магнетосопротивление германия р-типа не насыщается в направлении [001] [14]. Такие результаты на

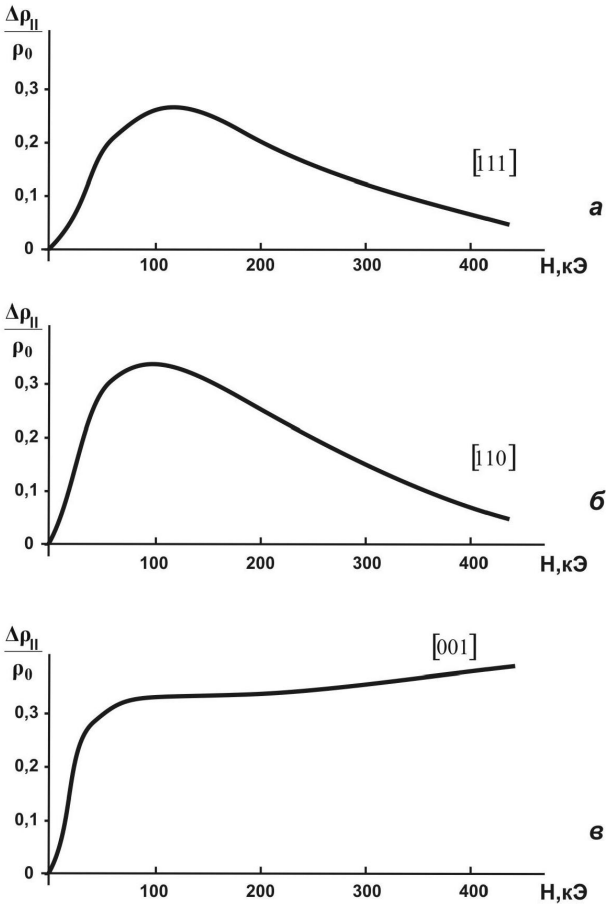


Рис. 3. Зависимость $\frac{\Delta\rho_{II}}{\rho_0} = f(H)$ кремния p-типа для основных кристаллографических направлений. (ρ_{300K} = 2200 Ом·см, T = 77,4K)

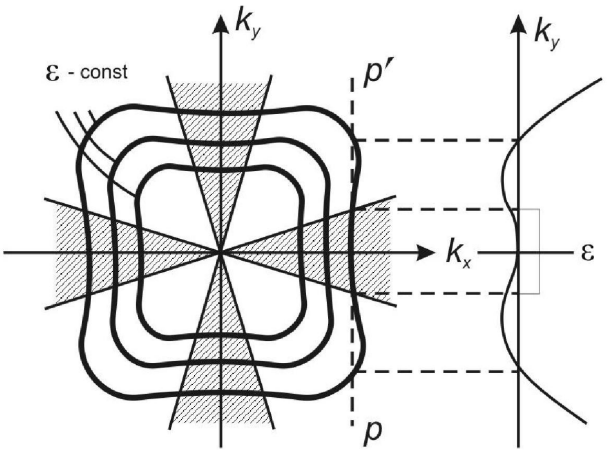


Рис. 4. Вогнутые участки изоэнергетических поверхностей тяжелых дырок в Si в плоскости $k_z = 0$, (заштрихованы), справа показана зависимость $\varepsilon(k_y)$ вдоль линии PP' для фиксированного значения k_x

кремнии p-типа нами сообщались в [12] еще раньше чем в [14]. Поэтому результаты работы [14] являются как бы подтверждением данных наших экспериментальных исследований [8].

Гальваномагнитные явления в кремнии p-типа в некоторых отношениях отличаются от аналогичных явлений в германии p-типа. Это объясняется тем, что энергия отщепленной валентной подзоны в кремнии составляет всего 0,04 эВ (а в германии – 0,28 эВ), что и приводит к непараболическому закону дисперсии в подзонах тяжелых и легких дырок. Непараболичность в направлении [110] становится существенной при энергиях в несколько миллиэлектронвольт, а при больших энергиях изоэнергетическая поверхность подзоны тяжелых дырок в данном направлении вспучивается [14].

Изоэнергетические поверхности тяжелых и легких дырок имеют вогнутые участки (рис. 4), где реализуются отрицательные эффективные массы [15].

Когда **k**≠0 вырождение подзон тяжелых и легких дырок снимается и расчет зависимости $\varepsilon(k)$

$$\varepsilon(k) = \frac{\hbar^2}{2m_0} \times \tag{1.1}$$

$$\times \left\{ Ak^2 \pm \left[B^2k^4 + C^2\left(k_x^2k_y^2 + k_y^2k_z^2 + k_z^2k_x^2\right)\right]^{1/2} \right\},$$

где знак плюс перед корнем соответствует зоне легких дырок, минус – зоне тяжелых дырок, A,B,C – безразмерные константы, равные соответственно для кремния 4,0±0,1; 1,1±0,4; 4,1±0,4.

Как следует из формулы [1.1], член с C^2 ответственен за отклонение изоэнергетических поверхностей от сферической формы, а значит и за появления отрицательных поперечных эффективных масс. При $C^2 > 0$ расщепление между двумя энергетическими зонами наибольшее в направлении [111] и наименьшее в направлении [001]. Следовательно, образуются вогнутые участки вблизи направлений типа [001], так называемый конус отрицательных эффективных масс (непараболичность).

Авторы [16, 17] показали, что непараболичность зоны может привести к появлению отрицательного дифференциального сопротивления. Следовательно, вполне возможно предположить, что появление спада на магнетосопротивлении (отрицательное магнетосопротивление), в случаях **J||H||[111]**, **J||H||[110]** , связано с непара-

боличностью зоны тяжелых дырок и механизмом рассеяния.

Возможно, оно связано и с квантованием энергии носителей тока, так как в достигнутом магнитном поле условие квантования выполняется для отрицательных эффективных масс.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Abeles B., Meiboom S.* Theory of the Galvanomagnetic Effects in Germanium // Phys. Rev. 1954. 95. P. 31.

2. *Shibuya M.* Magnetoresistance Effect in Cubic Semiconuctors with Spheroidal Energy Surfaces // Phys. Rev. 1954. V. 95, N 7. P. 1385-1393.

3. *Pearson G.L., Herring C.* Magnetoresistance Effect and the Band Structure of Single Cristal Silicon // Physica. 1954. V. 20, N11. P. 975-986.

4. *Dexter R.N., Zeiger H.I., Lax B.* Cyclotron Resonance of Holes in Silicon and Germanium crystals // Phys. Rev. 1956. 104. 637.

5. *Dresselhaus G., Kip A., Kittel C.* Cyclotron Resonance of Electons and Holes in Silicon and Germanium crystals // Phys. Rev. 1955. V. 93. N2.

6. *Lax B., Mavroides I.G.* Statistics and Galvanomagnetic Effect in Germanium and Silicon with Warped Energy Surfaces // Phys. Rev. 1955. V. 100. N 7. P. 1650-1657.

7. *Lax B, Mavroides I.G.* Magnetoresistance of Holes in Germanium and Silicon with Warped Energy Surfaces // Phys. Rev. 1955. V. 100. P. 1530-1534.

8. *Оразгулыев Б.* Измерение магнетосопротивления кремния р-типа в сильных магнитных полях // ФТТ. 1966. 8. С. 2780-2782.

9. *Каган Ю.* Циклотронный резонанс в германии и кремнии и роль отрицательных эффективных масс // ЖЭТФ. 1960. 38. С. 1854-1865.

10. *Kromer N.* Proc. IRE. 1959. 47. P. 407; Progress in Semiconductors. N.Y., 1960. V. 4. P. 1.

11. *Оразгулыев Б.* Влияние одноосного давления на продольное магнетосопротивление кремния р-типа // УФЖ. 1988. Т. 33, №11. С. 1691-1694.

12. *Mattis P.C., Stevenson M.J.* Theory of negative-mass cyclotron resonance. Phys. Rev. Lett. 1959. 3. P. 18.

13. *Williams R., Herman F.* Proc. Inter. Confer. Semicond Physics Prague. 1960. P. 599.

14. *Зеегер К.* Физика полупроводников. М.: Мир, 1977. 615 с.

15. *Цидильковский И.М.* Электроны и дырки в полупроводниках. М., 1972. 640 с.

16. *Persky G., Bartelink D.J.* Negative Differential Mobility in Nonparabolic Bands. Bull. Am. Phys. Soc. 1969. V. 14. P. 748-749.

17. *Fawcett W., Ruch J.G.* Negative differential Mobility in Indium Antimonide J. Appl. phys. Letters. 1969. V. 15, N 11. P. 368-370.

Резюме

р-типтегі **J||H||001], J||H||[110], J||H||[111]** жағдайдағы кремнийдің теріс магнетокедергісі зерттелді. Ауыр тесіктің параболалық емес зонасымен байланысты, магнеткедергінің қанығуы бақыланды. Берілген бағытта теріс эффективті массамен байланысқан, магнетокедергінің теріс бөлігі күшейеді, ол магнеткедергінің шамасын үш есеге азайтады.

Summary

This article considered an influence of uniaxially stressed on magneticresistance. It also considered that it decreases longitudinalof magneticresistance three times and increases the negative part of magneticresistance, depending on negative effective mass in this direction.

Актауский государственный университет им. Ш. Есенова

Поступила 10.03.07г.

УДК 539.12

Н. П. АНДРЕЕВА, А. Ш. ГАЙТИНОВ, И. А. ЛЕБЕДЕВ,
В. И. СКОРОБОГАТОВА, В. Н. СЛЯДНЕВА

ФРАГМЕНТАЦИЯ ЛЕГКИХ ЯДЕР В КРАЙНЕ ПЕРИФЕРИЧЕСКИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ И В СОБЫТИЯХ КУЛОНОВСКОЙ ДИССОЦИАЦИИ

Представлены результаты сравнительного анализа экспериментальных данных по фрагментации легких ядер-снарядов в крайне периферических взаимодействиях и кулоновской диссоциации при первичной энергии 3,7 АГэВ с целью выявления структурных особенностей ядер (альфа-кластеризация).

Исследование процесса фрагментации релятивистских легких ядер-снарядов в неупругих взаимодействиях с ядрами-мишенями при очень малых передаваемых 4-импульсах может оказаться продуктивным источником информации о структуре налетающего ядра, в частности, о наличии альфа-кластеров [1-3]. Для этой цели были изучены крайне периферические взаимодействия легких ядер ${}_3Li^6$, ${}_6C^{12}$, ${}_8O^{16}$, ${}_{10}Ne^{22}$, ${}_{12}Mg^{24}$, ${}_{14}Si^{28}$ и ${}_{16}S^{32}$ с энергией 3,7 А·ГэВ с ядрами фотоэмульсии. Следует отметить, что метод ядерных фотоэмульсий вполне подходящий для получения характеристик фрагментации ядра-снаряда благодаря высокой разрешающей способности, 4π-геометрии эксперимента, надежности измерения зарядов фрагмента, а также отсутствию энергетических порогов их регистрации.

Для отбора крайне периферических взаимодействий были использованы на основе идентификации вторичных частиц (s-, g- и b-частиц) следующие критерии: число s-частиц (пионы и провзаимодействовавшие протоны ядра-снаряда) не превышало трех – $n_s \le 3$, число g-частиц (протоны отдачи ядра-мишени) – $n_g \le 1$, число b-частиц (частицы ядра-мишени с $Z \ge 1$) – $n_b \ge 0$ и сумма зарядов фрагментов $Q = \Sigma Z_i = Z_0 \pm 1$, где Z_0 – заряд ядра-снаряда.

Сравнение характеристик продуктов распада легких ядер-снарядов в процессе кулоновской диссоциации (КД), происходящей при очень малой передаче энергии (γ-квантом) с аналогичными характеристиками фрагментов тех же ядер в крайне периферических взаимодействиях (КПВ), возможно, позволит выявить структурную особенность – кластеризацию в возбужденных ядрах, учитывая, что передача энергии в КПВ, в отличие от КД, происходит непосредственно при неупругом столкновении частиц ядра-снаряда и мишени.

К событиям процесса КД были отнесены события, в которых $n_s = n_g = 0$, $n_b \ge 0$ и $Q = \Sigma Z_i = Z_0 \pm 1$. Из табл. 1, где представлены данные для КПВ и КД, следует, что доля событий КД по отношению к общему числу всех взаимодействий для рассматриваемых ядер оказалась практически одинаковой (4-6)%, за исключением для ядра ${}_3Li^6$ – 11%, т.е. почти в два раза больше, что, по-видимому, связано с уже отмеченной ранее «рыхлостью» этого ядра [4].

Таблица 1. **Число (доля) событий в процессах КД и КПВ и средняя длина свободного пробега $\bar{\lambda}$ различных ядер для этих процессов**

Ядро (E = =3,7АГэВ)	$N_{соб.}$	КД		КПВ	
		$N_{соб.}$ (%)	$\bar{\lambda}$, см	$N_{соб.}$ (%)	$\bar{\lambda}$, см
${}_3Li^6$	469	50 (11 %)	109±15	44 (9 %)	124±19
${}_6C^{12}$	1487	58 (4 %)	297±39	232 (16 %)	74±5
${}_8O^{16}$	2127	100 (5 %)	246±25	260 (12 %)	95±6
${}_{10}Ne^{22}$	4275	159 (4 %)	264±21	607 (14 %)	69±3
${}_{12}Mg^{24}$	1817	109 (6 %)	210±20	215 (12 %)	77±4
${}_{14}Si^{28}$	1299	49 (4 %)	168±24	156 (12 %)	79±8
${}_{16}S^{32}$	1033	56 (5 %)	154±21	143 (14 %)	60±5

Доля событий КПВ по отношению к общему числу всех взаимодействий оказалась в основном в пределах (12–14)%, а для ${}_3Li^6$ составляет 9%, т.е. опять отличается от остальных рассматриваемых легких ядер.

Из табл. 1 видно, что для КД значение $\bar{\lambda}$ с увеличением атомного веса ядер падает

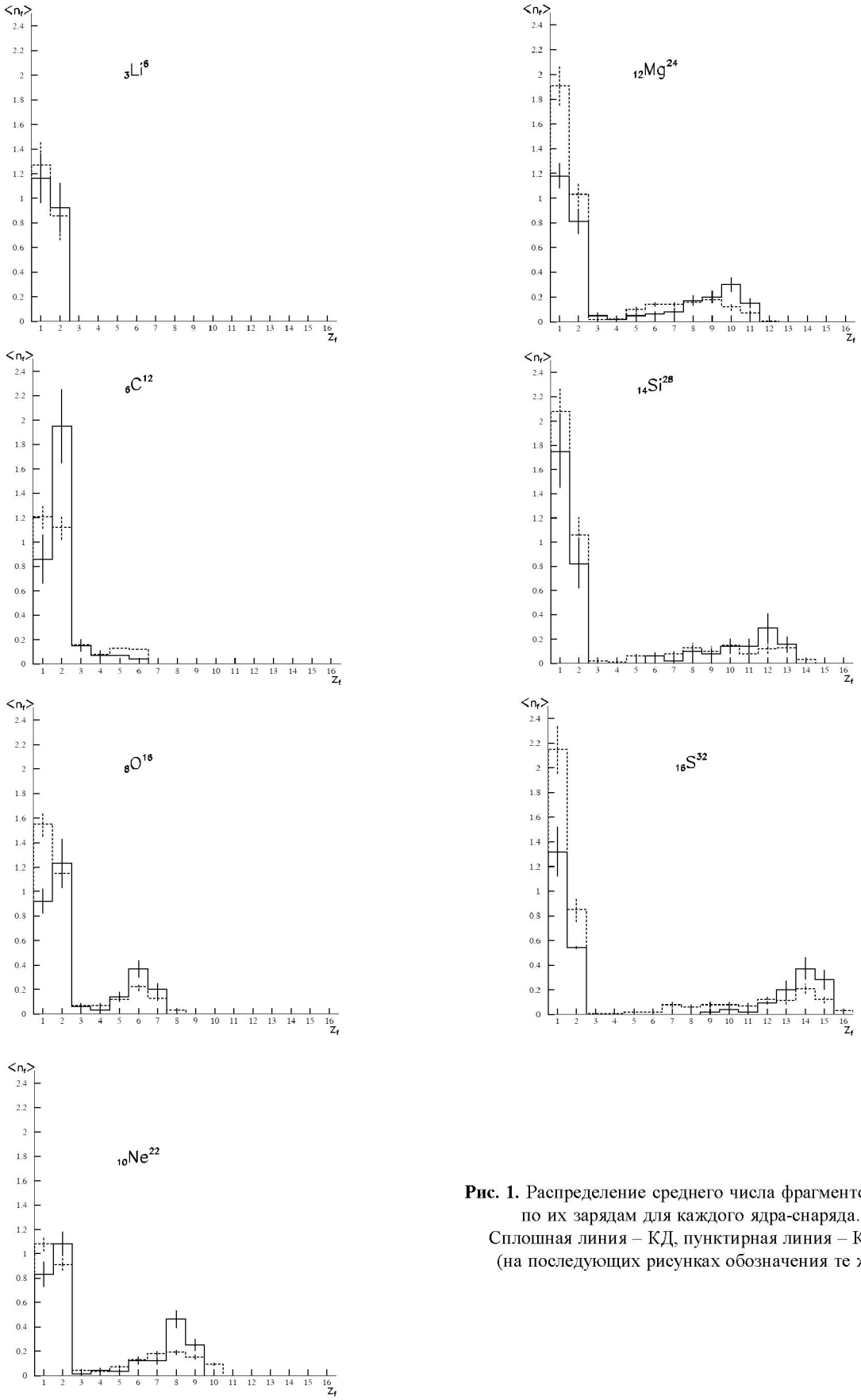


Рис. 1. Распределение среднего числа фрагментов <n_f> по их зарядам для каждого ядра-снаряда. Сплошная линия – КД, пунктирная линия – КПВ (на последующих рисунках обозначения те же)

~(300÷150) см, тогда как для $_3Li^6$ – 109±15 см, т.е. заметно меньше. Значение $\bar{\lambda}$ для КПВ для всех ядер колеблется в пределах (60-90) см, а для $_3Li^6$ оказалось больше – в среднем в полтора раза.

Таким образом, из данных табл. 1 можно отметить выделенность представленных характеристик для ядра $_3Li^6$, что, как уже было отмечено, связано, по-видимому, с тем, что нуклоны занимают относительно их числа заметно больший объем.

Характеристики по множественности фрагментов ядер-снарядов в КПВ и КД.

Из рис. 1, где представлены распределения среднего числа фрагментов по зарядам ($<n_f>$) для всех ядер как для КД, так и для КПВ, видно, что фрагменты ядер $_8O^{16}$ – $_{16}S^{32}$ выделены в две группы: а) с зарядами 1 и 2 и б) – все остальные со своими максимумами для данного ядра ($_8O^{16}$ – Z=6; $_{10}Ne^{22}$ – Z=8; $_{12}Mg^{24}$ – Z=10; $_{14}Si^{28}$ – Z=12 и $_{16}S^{32}$ – Z=14), причем $<n_f>$ для фрагментов $Z \geq 3$ с малым зарядом заметно меньше, чем с большими Z. Бросается в глаза, что $<n_f>$ для соседних по заряду фрагментов с Z=2 и Z=3, отличаются: $<n_{Z=2}>$ существенно больше $<n_{Z=3}>$.

Значение $<n_{Z=1}>$ в КПВ для всех ядер превышает, чем в КД. Значение $<n_{Z=2}>$ ведет себя поразному: для ядер $_3Li^6$, $_8O^{16}$, $_{10}Ne^{22}$ в пределах ошибок совпадают (кроме $_6C^{12}$), для $_{12}Mg^{24}$ и $_{14}Si^{28}$ несколько больше, а для $_{16}S^{32}$ – больше за пределами ошибок.

Значения $<n_f>$ для многозарядок с большими Z в КПВ систематически меньше, чем в КД. Причина этих отличий $<n_f>$ в КД от КПВ, вероятнее всего, в разных механизмах передачи энергии.

В зависимости среднего числа фрагментов $<n_f>$ от массового числа ядер-снарядов A_C (рис. 2) наблюдается отличие КПВ от КД. Если для КД значения $<n_f>$ не зависят от A_C, то для КПВ эта величина возрастает с увеличением A_C, что связано с более эффективным образованием фрагментов с зарядами 1 и 2 в неупругих взаимодействиях. При этом следует отметить, что в обоих процессах (КД, КПВ) значения $<n_f>$ для $_3Li^6$ и $_{10}Ne^{22}$ оказались значительно меньше. Эти два ядра отличаются от остальных. Об особенностях ядра $_3Li^6$ выше было уже отмечено, а ядро $_{10}Ne^{22}$, в отличие от других, является изотопом, в котором число нейтронов на 20% больше. Воможно,

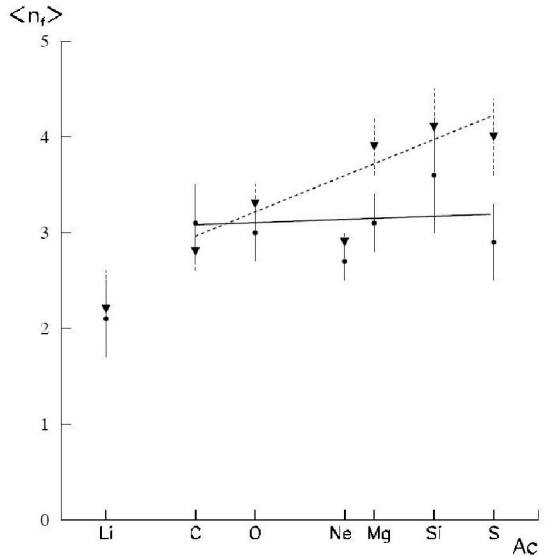


Рис. 2. Зависимость среднего числа фрагментов $<n_f>$ от атомного веса A_c ядра-снаряда, в КПВ (▼) и в КД (●). Здесь и на последующих рисунках линии проведены по методу наименьших квадратов

эти особенности влияют каким-то образом на значение $<n_f>$ этих ядер.

На рис. 3 представлена зависимость доли событий ($\Delta N_c/N_c$) от числа однозарядных фрагментов $n_{Z=1}$ – в процессах КД и КПВ для каждого ядра-снаряда. Из рисунка видно, что распределение $\Delta N_c/N_c$ от $n_{Z=1}$ качественно близки для обоих процессов. Количественно же можно отметить, что, во-первых, максимальное число однозарядных фрагментов КД меньше, чем в КПВ и, во-вторых, распределение $\Delta N_c/N_c$ в КПВ сдвинуто в сторону больших значений $n_{Z=1}$. Последние два факта указывают на большее дробление ядра-снаряда в КПВ, что связано, по-видимому, с механизмом и большей передачей энергии, чем в КД.

Теперь рассмотрим распределение $\Delta N_c/N_c$ для двухзарядных фрагментов, представленное на рис. 4. Нужно отметить, что для КД и КПВ распределения оказались качественно близкими только для части ядер: $_{12}Mg^{24}$, $_{14}Si^{28}$, $_{16}S^{32}$ и отличными для остальных ядер ($_3Li^6$, $_6C^{12}$, $_8O^{16}$, $_{10}Ne^{22}$), причем индивидуально для каждого из этих ядер. Например, избыток доли событий с числом фрагментов, равным 3 (3α) для ядер $_6C^{12}$ в КД, очевидно, связано с заметной добавкой диффракционной диссоциацией этого ядра.

Ядро $_8O^{16}$ в КД распадается на $n_{Z=2}$=1 и $n_{Z=2}$=4 охотнее, чем в КПВ, и наоборот, на $n_{Z=2}$=2 и $n_{Z=2}$=3. И, наконец, для $_{10}Ne^{22}$ распад на $n_{Z=2}$=1 в КД

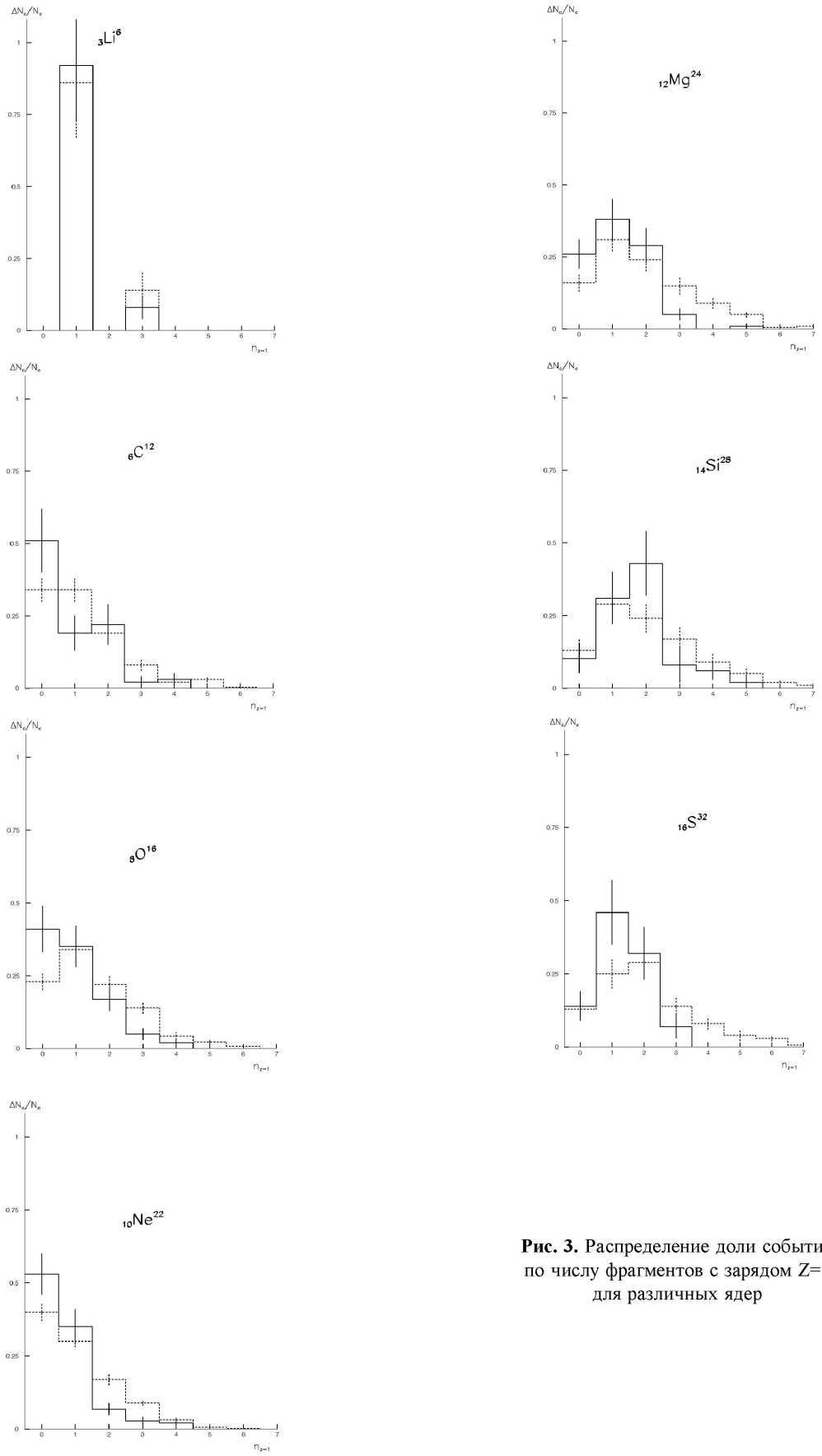


Рис. 3. Распределение доли событий по числу фрагментов с зарядом Z=1 для различных ядер

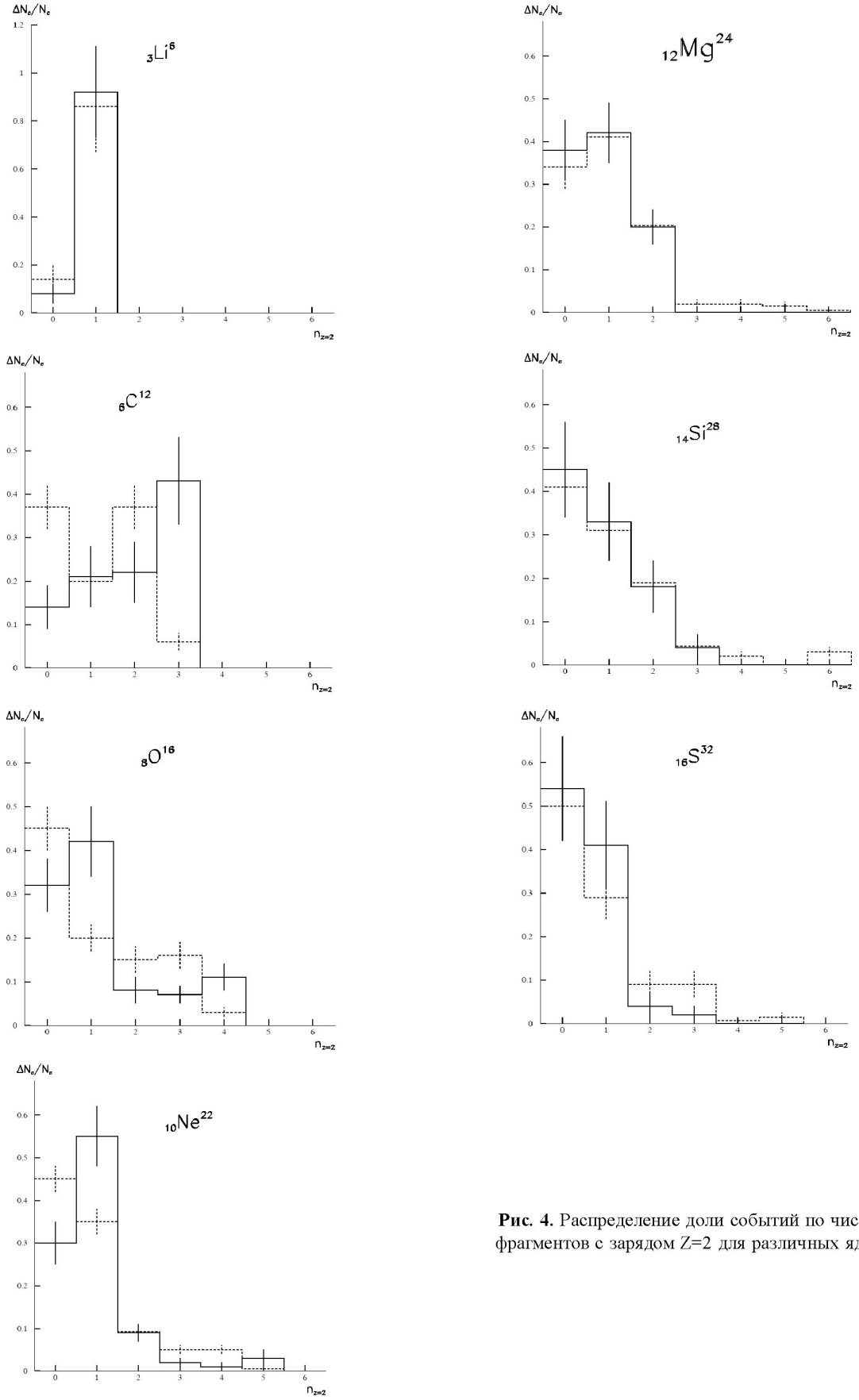


Рис. 4. Распределение доли событий по числу фрагментов с зарядом Z=2 для различных ядер

предпочтительнее, чем в КПВ, и наоборот, наблюдаются чаще события, в которых отсутствуют двухзарядные фрагменты. При указанных различиях следует отметить, что максимальное число образованных фрагментов с Z=2 ядер $_3Li^6$, $_6C^{12}$ и $_{10}Ne^{22}$ оказалось в КД и КПВ одинаковым, чего нельзя сказать для ядер, у которых распределения $\Delta N_c/N_c$ совпадают в этих двух процессах ($_{12}Mg^{24}$, $_{14}Si^{28}$, $_{16}S^{32}$).

Все вышеуказанные особенности, возможно, связаны с различной вероятностью образования и распада α-кластеров внутри каждого из рассматриваемых ядер.

На рис. 5 представлено среднее число фрагментов, приходящееся на одно событие, с зарядами Z=1, Z=2 и средний заряд фрагментов с Z≥3 в КД и КПВ ($\langle n_{Z=1}\rangle$, $\langle n_{Z=2}\rangle$, $\langle Z\geq 3\rangle$) для всех ядер. Для обоих процессов, как и ожидалось, значение

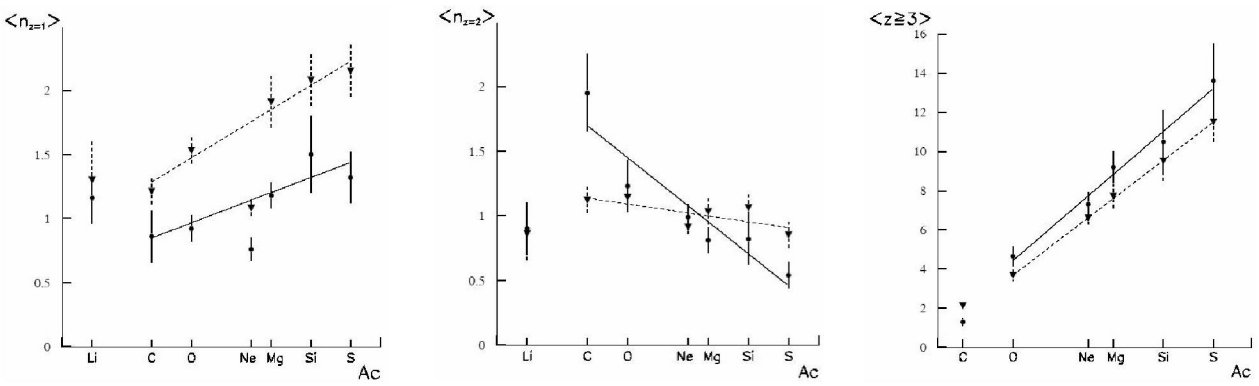


Рис. 5. Зависимость среднего числа фрагментов $\langle n_f\rangle$ от атомного веса A_c с зарядом Z=1, Z=2 и среднего значения заряда многозарядных фрагментов Z≥3 в КПВ (▼) и в КД (●)

$\langle n_{Z=1}\rangle$ с увеличением A_c возрастает, но в КПВ оно систематически заметно больше, чем в КД, и возрастает с увеличением A_c несколько круче. Особенно бросается в глаза заметное отклонение от общей закономерности значений $\langle n_{Z=1}\rangle$ опять для ядер $_3Li^6$ и $_{10}Ne^{22}$, причем для первого выше, чем для остальных ядер, а для второго, наоборот, ниже. По-видимому, здесь также сказываются уже отмеченные выше особенности этих ядер.

Бóльшие значения $\langle n_{Z=1}\rangle$ в КПВ, чем в КД, по-видимому, связаны с большей передачей энергии в этом процессе, приводящей к заметному «дроблению» ядер.

Совершенно различными оказались в КД и КПВ зависимости $\langle n_{Z=2}\rangle$ от A_c: с увеличением A_c в КД $\langle n_{Z=2}\rangle$ уменьшается, тогда как в КПВ – остается постоянным, что, возможно, связано с механизмом передачи энергии при взаимодействии. Здесь так же, как для $\langle n_{Z=1}\rangle$, наблюдается отклонение значения $\langle n_{Z=2}\rangle$ для ядер $_3Li^6$ от закономерностей для остальных ядер. На этом же рисунке представлены зависимости среднего значения заряда многозарядных фрагментов ($\langle Z\geq 3\rangle$) от A_c, видно, что эта величина возрастает с увеличением Ac практически одинаково в КД и КПВ, что является тривиальным результатом.

Интересной характеристикой является отношение $\langle n_{Z=1}\rangle/\langle n_{Z=2}\rangle$, отражающее как соотносятся в событии число однозарядных и двухзарядных фрагментов или как происходит «дробление» для различных ядер-снарядов в КД и КПВ (рис. 6).

С ростом A_c $\langle n_{Z=1}\rangle/\langle n_{Z=2}\rangle$ возрастает как в КД, так и в КПВ, причем в КД это отношение меньше

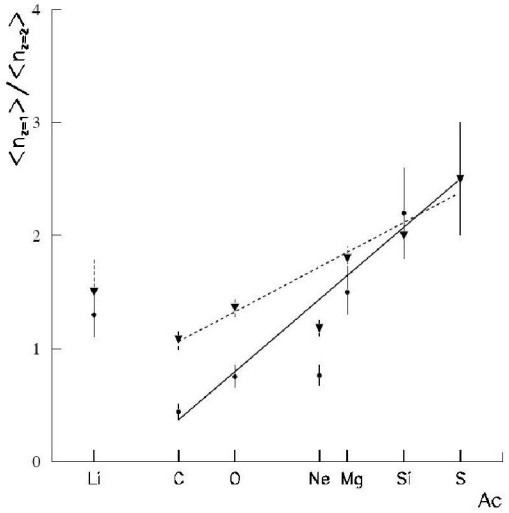


Рис. 6. Зависимость отношения среднего числа фрагментов с зарядом Z=1 – $\langle n_{Z=1}\rangle$ к среднему числу фрагментов с зарядом Z=2 – $\langle n_{Z=2}\rangle$ от атомного веса A_c в КПВ (▼) и в КД (●)

для всех ядер, за исключением $_{14}Si^{28}$ и $_{16}S^{32}$, чем в КПВ, т.е. «дробление» ядер-снарядов в КД меньше, что, по-видимому, связано с меньшей передачей энергии фотоном, чем частицами в КПВ. Уже неудивительно «выпадание» от общей закономерности ядер $_{3}Li^{6}$ и $_{10}Ne^{22}$.

Далее рассмотрим корреляционные характеристики для множественностей фрагментов с различными зарядами в зависимости от Ac. На рис. 7 представлена зависимость $<n_{Z=1}>$ для фиксированного числа двухзарядных фрагментов ($n_{Z=2}$) от A_c. Так, для событий, где нет фрагментов с Z=2, значение $<n_{Z=1}>$ в КД не зависит от A_c, т.е. остается постоянной, тогда как в КПВ возрастает (есть тенденция). В случае $<n_{Z=2} = 1>$, как видно из рисунка, в обоих процессах, КД и КПВ, наблюдается рост значений $<n_{Z=1}>$ с увеличением Ac, причем для КД $<n_{Z=1}>$ систематически ниже, чем в КПВ. Более сложная закономерность оказалась, когда $n_{Z=2} = 2$: с увеличеним A_c $<n_{Z=1}>$ сначала падает, а начиная с $_{12}Mg^{24}$ – возрастает. Такую зависимость, по-видимому, можно получить в расчетах конкретной модели, предусматривающей образование и распад α-кластеров с различной вероятностью индивидуально в каждом ядре.

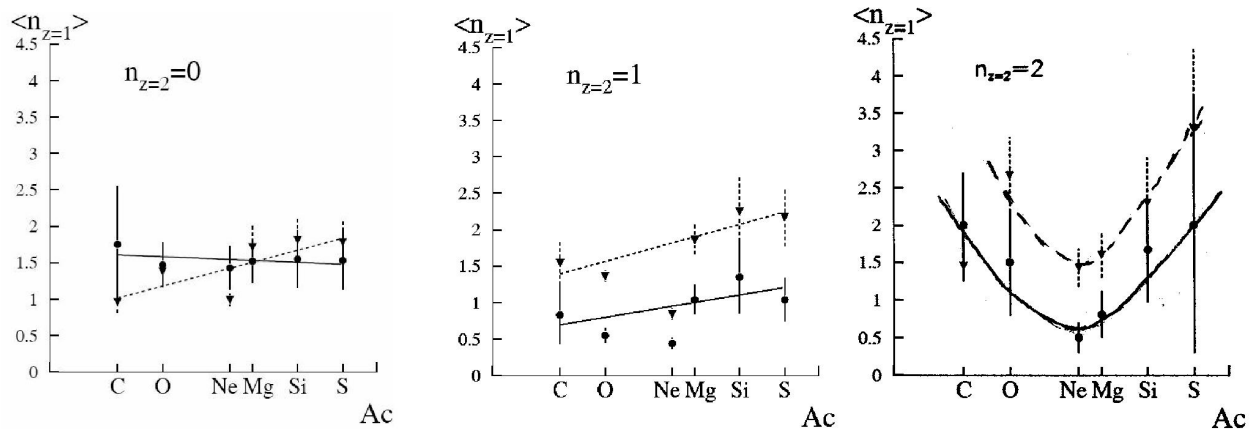


Рис. 7. Зависимость среднего числа фрагментов с зарядом Z=1 – $<n_{Z=1}>$ от атомного веса A_c в событиях с фиксированным числом фрагментов с зарядом Z=2: $n_{Z=2}$ =0, $n_{Z=2}$ = 1 и $n_{Z=2}$ = 2 в КПВ (▼) и в КД (●)

Для тех же событий с фиксированным числом $n_{Z=2}$ среднее значение заряда многозарядных фрагментов <Z≥3> увеличивается в зависимости от A линейно, практически одинаково в КД и КПВ, и не зависит от $n_{Z=2}$ (рис. 8). Следует добавить, что <Z≥3> систематически меньше в КПВ, чем в КД.

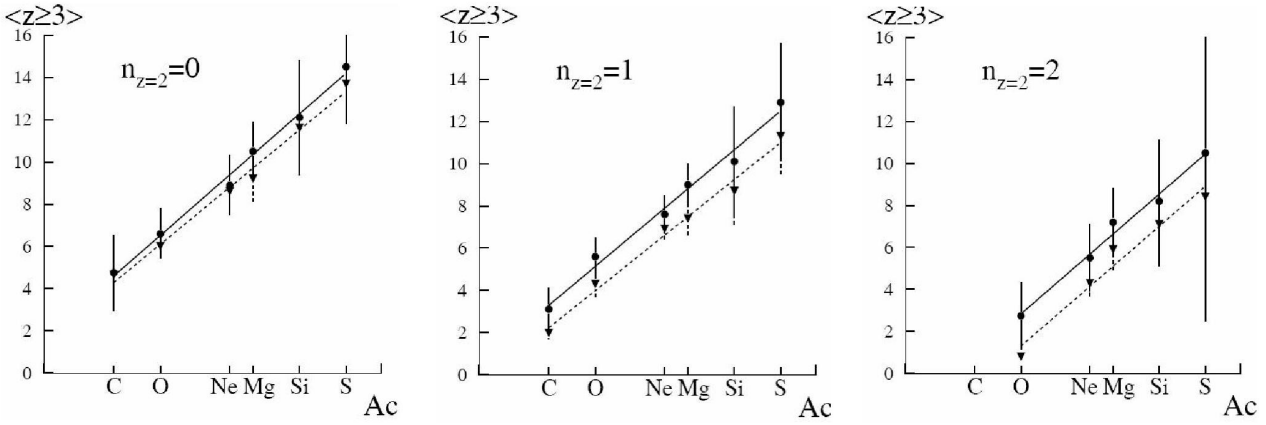


Рис. 8. Зависимость среднего заряда многозарядных фрагментов <Z≥3> от атомного веса A_c в событиях с фиксированным числом фрагментов с зарядом Z=2: $n_{Z=2}$ =0, $n_{Z=2}$ = 1 и $n_{Z=2}$ = 2 в КПВ (▼) и в КД (●)

Угловые характеристики фрагментов.

На рис. 9 представлены дифференциальные угловые распределения фрагментов с Z=2 для ядер $_8O^{16}$ и $_{10}Ne^{22}$ в КД и КПВ, типичные для всех остальных рассматриваемых ядер. Видно, что в пределах ошибок распределения совпадают, в том числе и максимумы (θ = 0,5°), за исключением того, и это очень важно, что в КПВ наблюдаются фрагменты с большими углами вылета (до 4°), тогда как в КД распределение завершается уже при ~2°. О чем это свидетельствует – будет рассмотрено ниже.

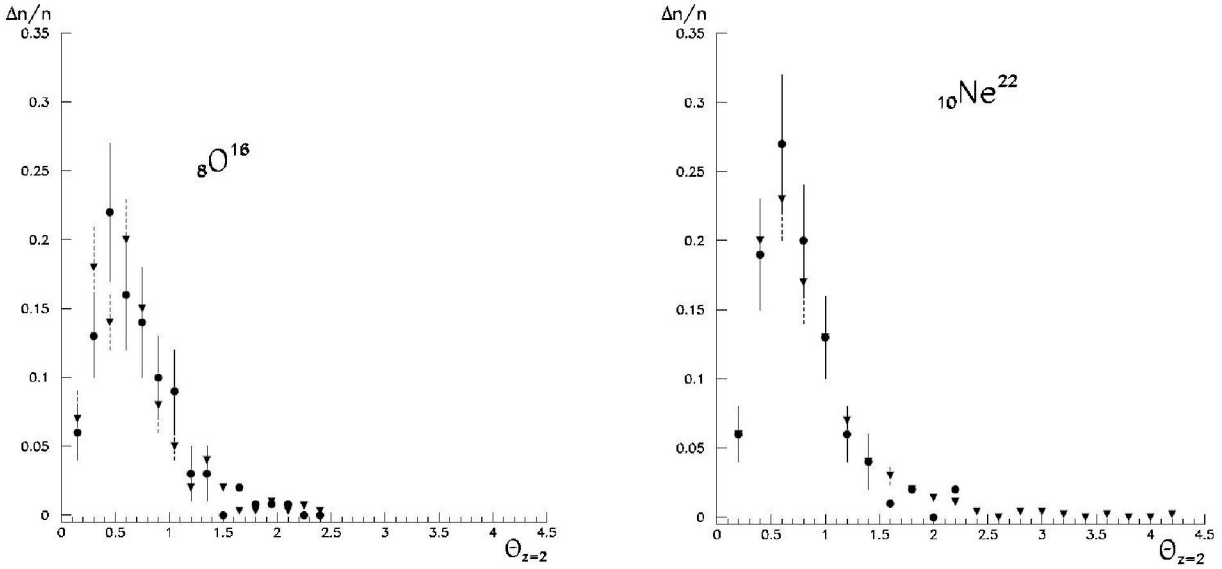


Рис. 9. Дифференциальное угловое распределение фрагментов с Z=2 для ядер $_8O^{16}$ и $_{10}Ne^{22}$ в КД (▼) и КПВ (●)

Рассмотрим, как зависит средний угол вылета <θ> для фрагментов с Z=1 и Z=2 в зависимости от атомного веса A_c в КД и КПВ.

Из рис. 10 следует, что значение $<\theta_{Z=1}>$ практически (в пределах ошибок) не зависит от A_c для анализируемых ядер, кроме $_3Li^6$, что связано, по-видимому, с «рыхлостью» этого ядра. Значение $<\theta_{Z=2}>$ для двухзарядного фрагмента незначительно возрастает с увеличением A_c.

Отметим, что в процессе КД как для фрагментов с Z=1, так и с Z=2 значение <θ> систематически меньше для каждого ядра-снаряда, чем в КПВ.

Примечательными оказались интегральные распределения углов вылета фрагментов с Z=2. По своему виду они оказались одинаковыми для всех ядер, но существенно отличными в КД и КПВ. Приведем в качестве примера распределения для ядер $_8O^{16}$, $_{10}Ne^{22}$ и $_{16}S^{32}$. Для всех трех ядер

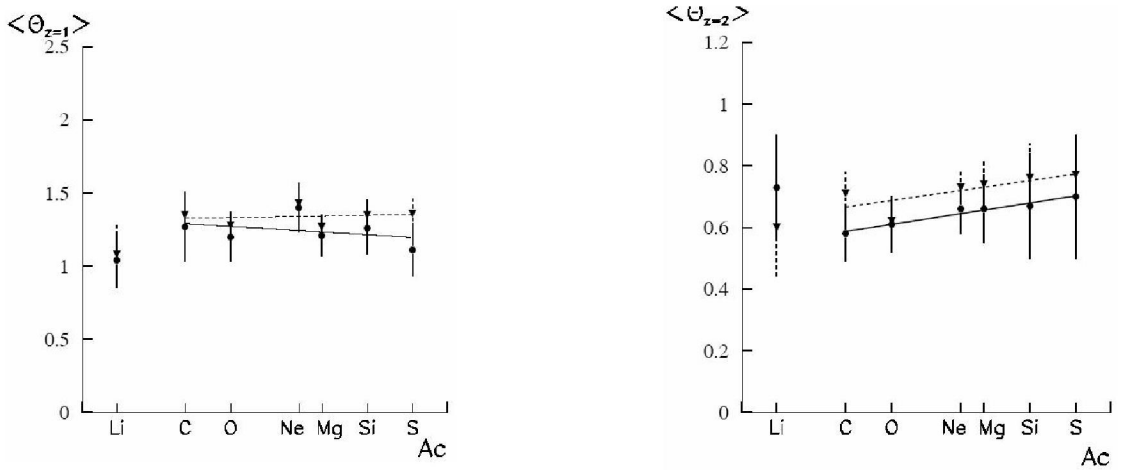


Рис. 10. Зависимость среднего угла вылета фрагментов с Z=1 $<\theta_{Z=1}>$ и Z=2 $<\theta_{Z=2}>$ от A_c в КД (▼) и КПВ (●)

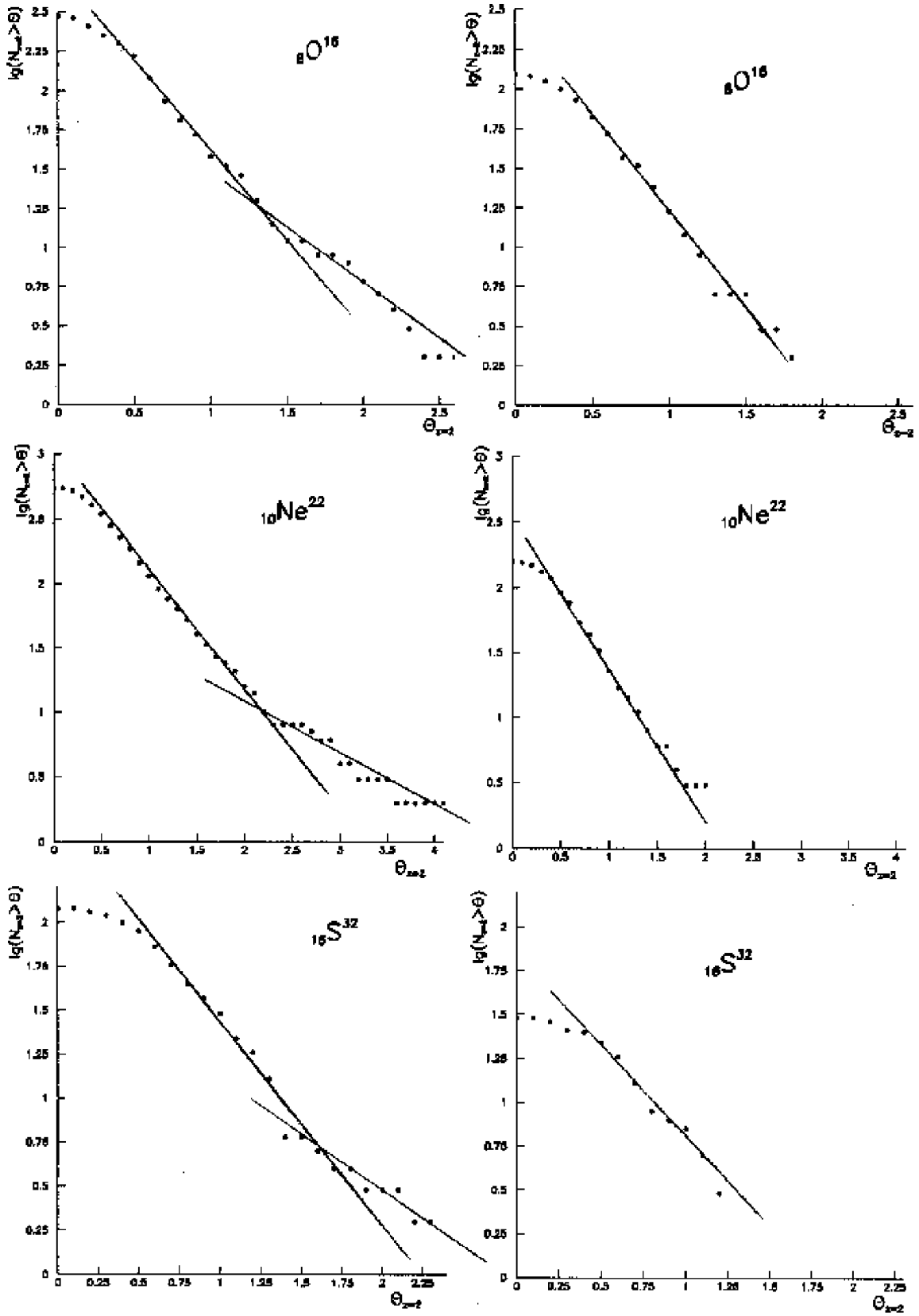


Рис. 11. Интегральное угловое распределение фрагментов с зарядом Z=2 для ядер $_8O^{16}$, $_{10}Ne^{22}$ и $_{16}S^{32}$: КПВ – левые рисунки, КД – правые

в КПВ в распределении наблюдается излом – (рис. 11), тогда как в КД излома нет.

Представляется важным понять, с чем связано наличие излома в интегральном угловом распределении в КПВ. Это, во-первых, присутствие среди фрагментов с Z=2 с большими углами вылета (или с большими P⊥) и, во вторых, что для них углы наклона в распределении оказались отличными – более пологими, чем для основной доли фрагментов. Учитывая, что в КД нет излома в распределении, можно считать, по-видимому, что механизм образования фрагментов с Z=2 совпадает с тем, что и для фрагментов с тем же зарядом, угол вылета которых приходится до излома. А именно, как в КПВ, так и в КД фрагменты вылетают из возбужденного ядра после взаимодействия.

Совершенно другим механизмом можно объяснить наблюдение фрагментов с Z=2 с большими углами вылета (углы после излома): α-кластер ядра-снаряда, возникший с некоторой вероятностью в момент соударения, рассеивается на нуклонах или кластерах ядра-мишени, а остальные фрагменты в этих событиях образуются уже от оставшейся части возбужденного ядра-снаряда.

В табл. 2 приведены некоторые характеристики, связанные с изломом в КПВ. Из данных таблицы следует, что угол θ, при котором происходит излом в распределении, возрастает с увеличением A_c. Можно отметить, что для ядер ${}_3Li^6$ этот угол несколько меньше, а для ядер ${}_{10}Ne^{22}$ – заметно больше, чем это соответствует росту A_c для остальных ядер. Отличие для этих ядер наблюдается и в доле (%) фрагментов от их полного числа после излома. Если для ядер ${}_6C^{12}$, ${}_8O^{16}$, ${}_{12}Mg^{24}$, ${}_{14}Si^{28}$ и ${}_{16}S^{32}$ эта доля колеблется в пределах 5-10%, то для ${}_3Li^6$ – 18%, а для ${}_{10}Ne^{22}$ – 1,8%.

Таблица 2. **Характеристики фрагментов с Z = 2 в КПВ до и после излома.**

A_C (3.7)	Ядро (E=3,7АГэВ)	$\Sigma n_{Z=2}$	$\theta°_{излом}$	$(\Delta n_{Z=2}/ n_{Z=2})$%	$\langle P\perp\rangle_{до\ изл}$	$\langle P\perp\rangle_{после\ изл}$
Li	${}_3Li^6$	38	0,75	18±7	0,13	0,44
C	${}_6C^{12}$	260	1,25	10±2	0,18	0,57
O	${}_8O^{16}$	294	1,30	7±2	0,18	0,60
Ne	${}_{10}Ne^{22}$	555	2,2	1,8±0,6	0,22	1,06
Mg	${}_{12}Mg^{24}$	222	1,45	8±2	0,22	0,56
Si	${}_{14}Si^{28}$	110	1,60	6±2	0,21	0,63
S	${}_{16}S^{32}$	121	1,70	3±1,5	0,23	0,75

Рассмотрим среднее значение поперечного импульса <P⊥> для фрагментов с Z = 2, попадающих по их углу вылета в интервал до излома и после излома. Значение поперечного импульса определяется по формуле: $\langle P\perp\rangle = 2Z_f P_0 \sin\langle\theta\rangle$, где Z_f – заряд фрагмента, P_0 – импульс ядра-снаряда на нуклон. Из таблицы видно, что <P⊥> до излома для всех ядер оказалось в пределах (0,18÷0,23) ГэВ/с, за исключением ${}_3Li^6$ – (0,13±0,04) ГэВ/с, а после излома существенно возрастает (≈0,6 ГэВ/с), за исключением для ${}_3Li^6$ и ${}_{10}Ne^{22}$: значение <P⊥> для ${}_3Li^6$ несколько меньше (0,4 ГэВ/с), а для ${}_{10}Ne^{22}$ – заметно больше (1,06±0,37 ГэВ/с), чем для остальных ядер.

Выводы

Изучение характеристик фрагментов, образованных в крайне периферических взаимодействиях (КПВ) и кулоновской диссоциации (КД) легких ядер с массой Ac = 6÷32 и энергией 3,7 ГэВ на нуклон, по их множественности и углу вылета показало, что:

– часть характеристик фрагментов в обоих процессах близки и отражают их вылет из возбужденного ядра-снаряда, а имеющиеся различия связаны с механизмом и величиной передаваемой энергии в этих процессах;

другая часть характеристик фрагментов с зарядом Z = 2 в КПВ образуется, по-видимому, в результате взаимодействия α-кластера ядра-снаряда с нуклоном или α-кластера ядра-мишени. Об этом, например, свидетельствуют наличие излома в интегральном угловом распределении фрагментов с Z = 2.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Bradnova V., Chernyavsky M.M., Gaitinov A.Sh. et al.* Studies of light nucleus clustering in relativistic multi-fragmentation processes // Acta physica slovaca. 2004. V. 54, N 4.

2. *Andreeva N.P. et al.* Clustering in light nuclei in fragmentation above 1 A GeV // Eur. Phys. J. A 27, s01, 295-300 (2006).

3. *Кадменский С.Г.* Кластеры в ядрах // Соровский образовательный журнал. 2000. Т. 6, № 3. С. 87-92.

4. *Андреева Н.П., Гайтинов А.Ш., Филиппова Л.Н., Шайхиева Д.Б.* Проявление структурных особенностей ядра лития во взаимодействиях с ядрами фотоэмульсии при импульсе 4,5 А ГэВ/с // Известия НАН РК. Серия физико-математическая. 2004. № 2. С. 39-45.

Резюме

Ядроның құрылымдық ерекшелігін (альфа-кластерленуін) анықтау мақсатында бастапқы энергиясы 3,7 А ГэВ аса периферияльық әрекеттестіктерде және кулондық диссоциацияда жеңіл снаряд-ядросының үзінділеуі бойынша тәжірибелік мәліметтерді салыстырмалы талдаудың нәтижесі келтірілген.

Summary

Results of the comparative analysis of experimental data on a fragmentation of light nucleus-shells in the extremely peripheral interactions and Coulomb dissociation are submitted at primary energy 3,7 A GeV with the purpose of revealing structural features of nucleus (alpha-clusterization).

ТОО ФТИ, г. Алматы *Поступила 174.12.07г.*

ЛИТЕРАТУРА

1. *Bradnova V., Chernyavsky M.M., Gaitinov A.Sh. et al.* Studies of light nucleus clustering in relativistic multi-fragmentation processes // Acta physica slovaca. 2004. V. 54, N 4.

2. *Andreeva N.P. et al.* Clustering in light nuclei in fragmentation above 1 A GeV // Eur. Phys. J. A 27, s01, 295-300 (2006).

3. *Кадменский С.Г.* Кластеры в ядрах // Соровский образовательный журнал. 2000. Т. 6, № 3. С. 87-92.

4. *Андреева Н.П., Гайтинов А.Ш., Филиппова Л.Н., Шайхиева Д.Б.* Проявление структурных особенностей ядра лития во взаимодействиях с ядрами фотоэмульсии при импульсе 4,5 А ГэВ/с // Известия НАН РК. Серия физико-математическая. 2004. № 2. С. 39-45.

Резюме

Ядроның құрылымдық ерекшелігін (альфа-кластерленуін) анықтау мақсатында бастапқы энергиясы 3,7 А ГэВ аса периферияльық әрекеттестіктерде және кулондық диссоциацияда жеңіл снаряд-ядросының үзінділеуі бойынша тәжірибелік мәліметтерді салыстырмалы талдаудың нәтижесі келтірілген.

Summary

Results of the comparative analysis of experimental data on a fragmentation of light nucleus-shells in the extremely peripheral interactions and Coulomb dissociation are submitted at primary energy 3,7 A GeV with the purpose of revealing structural features of nucleus (alpha-clusterization).

ТОО ФТИ, г. Алматы *Поступила 174.12.07г.*

УДК 539.171. 017

А. С. БАЙГУБЕКОВ, Н. Н. ЗАСТРОЖНОВА, И. С. МАРТЬЯНОВ, Т. Х. САДЫКОВ

О ВЛИЯНИИ ЭФФЕКТА ВЫБОРКИ СОБЫТИЙ ПО ВЕЛИЧИНЕ ΣE_γ НА ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРЦИАЛЬНОГО КОЭФФИЦИЕНТА НЕУПРУГОСТИ K_γ

Проведено исследование совместного влияния отбора событий по величине ΣE_γ и энергетического спектра космических лучей на эффективное значение коэффициента неупругости - K_γ. Показано, что в экспериментах с рентгеноэмульсионными камерами величина Kγ завышается в два раза.

Известно, что практически во всех экспериментах с рентген-эмульсионными камерами (РЭК) отсутствует информация об энергии первичной ливнеобразующей частицы. В силу своей специфики РЭК регистрируют только каскады от γ-квантов или электронов высокой энергии, т.е. ЭФК с $E_\gamma \geq$ (1-2) ТэВ. Более того, наличие сведений только об энергии, выделившейся в мягкую компоненту космических лучей, вынуждает экспериментаторов использовать при анализе результатов измерений не значение полной энергии взаимодействия E_0, а лишь суммарную энергию зарегистрированных РЭК гамма-квантов - ΣE_γ.

При этом переход от величины $\Sigma E\gamma$ к полной энергии E_0 осуществляется с использованием значения парциального коэффициента неупругости K_γ, определенного в ускорительных экспериментах, т.е. в условиях, где нет выборки событий по величине ΣE_γ. Обычно используемое значение K_γ = 0,2-0,25 [1, 2].

Однако включение в анализ лишь тех ливней, в которых $\Sigma E_\gamma \geq E_{пор}$ неизбежно приводит к отбору событий с большими передачами энергии в нейтральную компоненту, т.е. π^0 – мезонам. Весьма существенное значение в этой ситуации имеет крутопадающий энергетический спектр космических лучей. Согласно данным В. С. Мурзина [3] совместное воздействие выборки событий и крутопадающего спектра приводит к искажению средних характеристик взаимодействия.

Число регистрируемых событий N_p пропорционально величине $<K_{\pi^-}>^\gamma$, действительно:

$$N_p \sim N_0 E_0^{-\gamma} = N_0 \left(\frac{\Sigma E_\gamma}{K_{\pi^0}}\right)^{-\gamma}.$$

Отсюда $N_p \sim <K_{\pi^0}^\gamma>$, где γ - показатель интегрального энергетического спектра, $K_{\pi^0} \equiv K_\gamma$. Вследствие этого, измеренная в эмульсионном

УДК 539.171. 017

А. С. БАЙГУБЕКОВ, Н. Н. ЗАСТРОЖНОВА, И. С. МАРТЬЯНОВ, Т. Х. САДЫКОВ

О ВЛИЯНИИ ЭФФЕКТА ВЫБОРКИ СОБЫТИЙ ПО ВЕЛИЧИНЕ ΣE_γ НА ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРЦИАЛЬНОГО КОЭФФИЦИЕНТА НЕУПРУГОСТИ K_γ

Проведено исследование совместного влияния отбора событий по величине ΣE_γ и энергетического спектра космических лучей на эффективное значение коэффициента неупругости - K_γ. Показано, что в экспериментах с рентгеноэмульсионными камерами величина $K\gamma$ завышается в два раза.

Известно, что практически во всех экспериментах с рентген-эмульсионными камерами (РЭК) отсутствует информация об энергии первичной ливнеобразующей частицы. В силу своей специфики РЭК регистрируют только каскады от γ-квантов или электронов высокой энергии, т.е. ЭФК с $E_\gamma \geq$ (1-2) ТэВ. Более того, наличие сведений только об энергии, выделившейся в мягкую компоненту космических лучей, вынуждает экспериментаторов использовать при анализе результатов измерений не значение полной энергии взаимодействия E_0, а лишь суммарную энергию зарегистрированных РЭК гамма-квантов - ΣE_γ.

При этом переход от величины $\Sigma E\gamma$ к полной энергии E_0 осуществляется с использованием значения парциального коэффициента неупругости K_γ, определенного в ускорительных экспериментах, т.е. в условиях, где нет выборки событий по величине ΣE_γ. Обычно используемое значение K_γ = 0,2-0,25 [1, 2].

Однако включение в анализ лишь тех ливней, в которых $\Sigma E_\gamma \geq E_{пор}$ неизбежно приводит к отбору событий с большими передачами энергии в нейтральную компоненту, т.е. π^0 – мезонам. Весьма существенное значение в этой ситуации имеет крутопадающий энергетический спектр космических лучей. Согласно данным В. С. Мурзина [3] совместное воздействие выборки событий и крутопадающего спектра приводит к искажению средних характеристик взаимодействия.

Число регистрируемых событий N_p пропорционально величине $<K_{\pi^-}>^\gamma$, действительно:

$$N_p \sim N_0 E_0^{-\gamma} = N_0 \left(\frac{\Sigma E_\gamma}{K_{\pi^0}} \right)^{-\gamma}.$$

Отсюда $N_p \sim < K_{\pi^0}^\gamma >$, где γ - показатель интегрального энергетического спектра, $K_{\pi^0} \equiv K_\gamma$. Вследствие этого, измеренная в эмульсионном

эксперименте величина ΣE_γ превышает среднюю энергию, передаваемую в гамма-кванты.

С целью оценки влияния вышеприведенных факторов на величину $K_\gamma = \frac{\Sigma E_\gamma}{E_0}$ мы провели предварительный расчет ожидаемых значений K_γ в зависимости от ΣE_γ и E_0. При этом задавалось априорное распределение по K_γ (K_γ = 0,24) [4], показатель интегрального энергетического спектра γ = 1,8 и пороговая энергия регистрации гамма квантов. Затем, происходил розыгрыш ливней по возможным значениям $K\gamma$ с учетом вероятности реализации конкретных значений, вытекающих из заложенного распределения. При отборе событий по величине суммарной энергии, выделенной в гамма-кванты - ΣE_γ, учитывалась частота прихода первичных частиц в соответствии с наклоном энергетического спектра. Результаты расчета значений K_γ приведены на рис. 1.

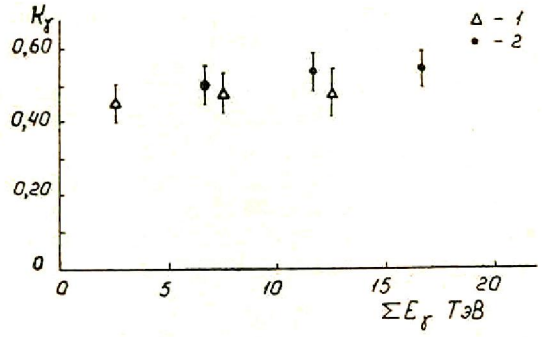


Рис. 1. Зависимость $K_\gamma = \Sigma E_\gamma / E_0$ от ΣE_γ:
1 – эксперимент; 2 – расчет

Как следует из представленного графика, $K\gamma$ не зависит от величины $\Sigma E\gamma_B$ рассматриваемом диапазоне энергии. Иными словами, при наличии определенного порога регистрации $\Sigma E_\gamma^{пор}$ отбор событий в области больших значений ΣE_γ не ведет к уменьшению средних значений K_γ. Причем среднее значение парциального коэффициента неупругости $\langle K_\gamma \rangle = 0{,}54 \pm 0{,}05$.

На этом же рисунке приведены экспериментальные данные, полученные нами на комплексной установке, включающей РЭК и ионизационный калориметр. Нетрудно заметить довольно хорошее согласие расчетных оценок и данных эксперимента. Здесь следует отметить, что экспериментальные результаты измерений K_γ на установках, оснащенных РЭК и ионизационным калориметром, имеются лишь в мире в двух группах – нашей и сотрудников Н.Л. Григорова (НИИЯФ МГУ), полученных на горе Арагац [5]. По данным Н.Л. Григорова величина $\langle K_\gamma \rangle = 0{,}63 \pm 0{,}05$.

Таким образом, как результаты расчета, так и эксперимент показывают, что при отборе событий по величине ΣE_γ средний эффективный коэффициент неупругости $\langle K_\gamma \rangle^{эфф.}$ превышает истинный коэффициент минимум в два раза.

Так как ионизационный калориметр дает возможность определить полную энергию для каждого взаимодействия, представляет интерес сопоставление расчетной и экспериментальной зависимости $K\gamma$ от полной энергии E_0.

На рис. 2 приведен график зависимости расчетного значения K_γ от величины E_0. Как видно из рассмотрения графика, значение K_γ падает по мере роста E_0 и в области $E_0 \sim 30$ ТэВ $K_\gamma \sim 0{,}35$. Аналогичный график, построенный по данным нашего эксперимента, приведен на том же рисунке. Поведение $K\gamma$ при изменении E_0 практически совпадает с результатами расчета.

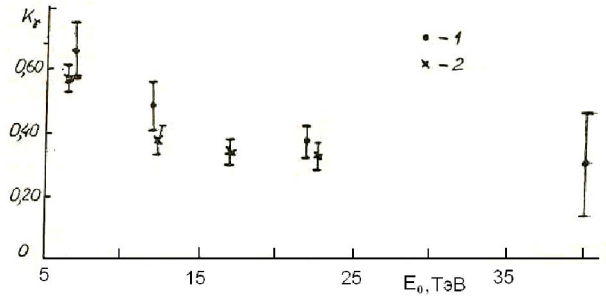


Рис. 2. Зависимость K_γ от E_0:
1 – эксперимент; 2 – расчет

Таким образом, можно констатировать, что при регистрации ливней только с помощью рентгеноэмульсионных камер, когда отсутствует информация о полном энерговыделении, неизбежно завышение величины K_γ в какой бы области величин ΣE_γ при фиксированном пороге регистрации мы не работали. В то же время, знание энергии взаимодействия E_0 позволяет проводить анализ событий, отражающих средние характеристики акта путем рассмотрения ливней с энергиями, значительно превышающими пороговую энергию регистрации $\Sigma E\gamma^{пор}$. В этом аспекте использование РЭК совместно с ионизационным калориметром дает существенное преимущество.

Наличие данных о суммарной энергии гамма-квантов ΣE_γ и полном энерговыделении E_0

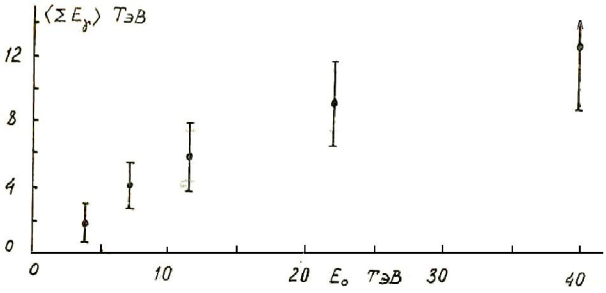


Рис. 3. Зависимость ΣE_γ от E_0

позволяет исследовать зависимость ΣE_γ от E_0. На рис. 3 представлена эта зависимость для семейств гамма-квантов, т.е. для событий с $N_\gamma \geq 3$.

Как видно из графика зависимости $\Sigma E_\gamma = \alpha E_0$ коэффициент α, связывающий между собой величины E_0 и ΣE_γ, меняется от 1,9 при $\langle E_0 \rangle = 7$ ТэВ до 3,1 при $\langle E_0 \rangle = 43$ ТэВ. Наблюдаемая корреляция находится в согласии с ходом зависимости парциального коэффициента неупругости K_γ от E_0, представленной на рис. 2.

Подводя итог вышесказанному можно сделать следующий вывод – совместное влияние выборки событий по ΣE_γ и крутопадающего энергетического спектра адронов космического излучения приводит к систематическому завышению эффективного парциального коэффициента неупругости K_γ, т.е. к преимущественной регистрации взаимодействий с большими передачами энергии в нейтральную компоненту.

ЛИТЕРАТУРА

1. Brasil-Japan Emulsion Chamber collbaration // Proc. 19th ICRC. 1985. V. 6. P. 250.

2. *Rakobolskaya I.V., Smirnova L.N.* // Proc. VIII Intern. Simposium on very high energy cosmic ray interactions. 1994. P. 370.

3. *Мурзин В.С., Сарычева Л.И.* Космические лучи и их взаимодействие. М., 1968.

4. *Павлюченко В.П., Нам Р.А., Никольский С.И.* и др. // Труды ФИАН. 1979. Т. 109. С. 30.

5. *Григоров Н.Л., Рапопорт И.Д., Шестоперов В.Я.* Частицы высоких энергий в космических лучах. М., 1973.

Резюме

Серпімсіздік коэффициентінің K_g тиімділік мәніне $S E_g$ шамасы және ғарыш сәулелерінің энергетикалық спектрі бойынша оқиғаларды іріктеудің бірлескен әсері зерттелінген. Рентгенэмульсия камераларымен жүргізіл-ген тәжірибелерде K_g шамасы екі есе өсетіні көрсетілген.

Summary

Combined effect of event sampling by a value ΣE_γ and the cosmic ray energy spectrum on the effective value of the inelasticity factor K_γ is studied. It is shown that in X-ray emulsion chamber experiments a value K_γ is twice overestimated.

Физико-технический институт
МОН РК, г. Алматы

Поступила 15.05.07г.

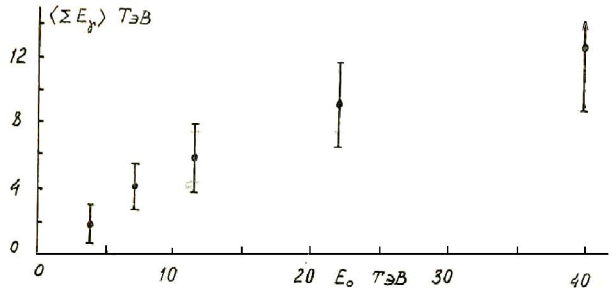


Рис. 3. Зависимость ΣE_γ от E_0

позволяет исследовать зависимость ΣE_γ от E_0. На рис. 3 представлена эта зависимость для семейств гамма-квантов, т.е. для событий с $N_\gamma \geq 3$.

Как видно из графика зависимости $\Sigma E_\gamma = \alpha E_0$ коэффициент α, связывающий между собой величины E_0 и ΣE_γ, меняется от 1,9 при $\langle E_0 \rangle = 7$ ТэВ до 3,1 при $\langle E_0 \rangle = 43$ ТэВ. Наблюдаемая корреляция находится в согласии с ходом зависимости парциального коэффициента неупругости K_γ от E_0, представленной на рис. 2.

Подводя итог вышесказанному можно сделать следующий вывод – совместное влияние выборки событий по ΣE_γ и крутопадающего энергетического спектра адронов космического излучения приводит к систематическому завышению эффективного парциального коэффициента неупругости K_γ, т.е. к преимущественной регистрации взаимодействий с большими передачами энергии в нейтральную компоненту.

ЛИТЕРАТУРА

1. Brasil-Japan Emulsion Chamber collbaration // Proc. 19th ICRC. 1985. V. 6. P. 250.

2. *Rakobolskaya I.V., Smirnova L.N.* // Proc. VIII Intern. Simposium on very high energy cosmic ray interactions. 1994. P. 370.

3. *Мурзин В.С., Сарычева Л.И.* Космические лучи и их взаимодействие. М., 1968.

4. *Павлюченко В.П., Нам Р.А., Никольский С.И.* и др. // Труды ФИАН. 1979. Т. 109. С. 30.

5. *Григоров Н.Л., Рапопорт И.Д., Шестоперов В.Я.* Частицы высоких энергий в космических лучах. М., 1973.

Резюме

Серпімсіздік коэффициентінің K_g тиімділік мәніне $S E_g$ шамасы және ғарыш сәулелерінің энергетикалық спектрі бойынша оқиғаларды іріктеудің бірлескен әсері зерттелінген. Рентгенэмульсия камераларымен жүргізіл-ген тәжірибелерде K_g шамасы екі есе өсетіні көрсетілген.

Summary

Combined effect of event sampling by a value ΣE_γ and the cosmic ray energy spectrum on the effective value of the inelasticity factor K_γ is studied. It is shown that in X-ray emulsion chamber experiments a value K_γ is twice overestimated.

Физико-технический институт
МОН РК, г. Алматы
Поступила 15.05.07г.

УДК 539.17:539.14

Н. БУРТЕБАЕВ[1], В. П. БУРМИНСКИЙ[1], В. ДЖАЗАИРОВ-КАХРАМАНОВ[1], С. Б. ДУБОВИЧЕНКО[2], Д. М. ЗАЗУЛИН[1] К. К. КАДЫРЖАНОВ[1], Л. М. ЧЕЧИН[2], С. Ф. ХАССАН[3]

ФАЗОВЫЙ АНАЛИЗ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ УПРУГОГО $p^{12}C$ РАССЕЯНИЯ ПРИ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ЭНЕРГНИЯХ

Проведено экспериментальное исследование упругого $p^{12}C$ рассеяния при энергиях 213, 317, 371, 409, 422, 434, 478, 689, 900 и 1110 кэВ (с.ц.м.) в области углов 10^0-170^0 (с.ц.м.). По этим данным выполнен фазовый анализ и построен потенциал взаимодействия $p^{12}C$ системы в S-состоянии, а также проведен стандартный анализ измеренных угловых распределений по оптической модели.

Введение. Экспериментальные данные по сечениям ядерных реакций и их анализ в рамках различных теоретических моделей являются основным источником информации о структуре ядра, свойствах и механизмах ядро-ядерного (кластер-кластерного) взаимодействия. В ядерной астрофизике исследования осложнены тем, что во многих случаях только теоретические предсказания могут восполнить недостающую экспериментальную информацию о характеристиках реакций. Это связано с тем, что энергия взаимодействия вещества в звездах сравнительно невелика (от долей до сотен кэВ), и поэтому нет возможности для прямого измерения требуемых для

УДК 539.17:539.14

Н. БУРТЕБАЕВ[1], В. П. БУРМИНСКИЙ[1], В. ДЖАЗАИРОВ-КАХРАМАНОВ[1],
С. Б. ДУБОВИЧЕНКО[2], Д. М. ЗАЗУЛИН[1] К. К. КАДЫРЖАНОВ[1], Л. М. ЧЕЧИН[2], С. Ф. ХАССАН[3]

ФАЗОВЫЙ АНАЛИЗ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ УПРУГОГО $p^{12}C$ РАССЕЯНИЯ ПРИ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ЭНЕРГНИЯХ

Проведено экспериментальное исследование упругого $p^{12}C$ рассеяния при энергиях 213, 317, 371, 409, 422, 434, 478, 689, 900 и 1110 кэВ (с.ц.м.) в области углов 10^0-170^0 (с.ц.м.). По этим данным выполнен фазовый анализ и построен потенциал взаимодействия $p^{12}C$ системы в S-состоянии, а также проведен стандартный анализ измеренных угловых распределений по оптической модели.

Введение. Экспериментальные данные по сечениям ядерных реакций и их анализ в рамках различных теоретических моделей являются основным источником информации о структуре ядра, свойствах и механизмах ядро-ядерного (кластер-кластерного) взаимодействия. В ядерной астрофизике исследования осложнены тем, что во многих случаях только теоретические предсказания могут восполнить недостающую экспериментальную информацию о характеристиках реакций. Это связано с тем, что энергия взаимодействия вещества в звездах сравнительно невелика (от долей до сотен кэВ), и поэтому нет возможности для прямого измерения требуемых для

астрофизических расчетов сечений ядерных реакций. Обычно измерения сечений проводятся при более высоких энергиях, а затем они экстраполируются в энергетическую область, представляющую интерес для ядерной астрофизики.

Надежность такой процедуры определяется как качеством теоретических моделей, так и экспериментальной точностью измерения экстраполируемых характеристик. Поэтому повышение точности измерений, а также расширение класса измеряемых реакций, протекающих на одних и тех же ядрах при заданной энергии, может уменьшить неоднозначность теоретического анализа и сузить неопределенности таких экстраполяций.

С этой целью на ускорителе тяжелых ионов УКП-2-1 (ИЯФ НЯЦ РК) было выполнено измерение дифференциальных сечений (угловых распределений и функций возбуждения) упругого $p^{12}C$ рассеяния при малых энергиях в широком диапазоне углов рассеяния [1,2]. Проведена стандартная оптическая подгонка потенциалов, выполнен фазовый анализ этих данных и дано его сравнение с другими известными результатами.

Эксперимент

Эксперименты по изучению процессов упругого рассеяния протонов на ядре ^{12}C в энергетическом интервале от 231 до 1050 кэВ проведены на электростатическом ускорителе УКП-2-1. Калибровка ускорителя по энергии осуществлялась с использованием хорошо известных узких резонансов реакции $^{27}Al(p,\gamma)^{28}Si$ при E_{R} = 632, 773, 992, и 1089 кэВ и реакции $^{19}F(p,\alpha\gamma)^{16}O$ при E_R = = 340 кэВ. Энергетический разброс протонов в пучке составлял не более 1.5 кэВ.

В качестве мишени использовалась тонкая пленка ^{12}C толщиной ≈ 20 μг/см^2. Для определения толщины мишени использовалась резонансная камера, установленная в протонном канале ускорителя УКП – 2 – 1 ИЯФ НЯЦ РК, с помощью которой измерялись потери энергии пучка протонов при прохождении сквозь самонесущую мишень, находящуюся в центральной камере. Для этой цели использовалась реакция $^{27}Al(p,\gamma)^{28}Si$ с узким резонансом при E_R=992 кэВ и регистрировались γ-кванты с энергией Eγ= 1779 кэВ. Толщина используемых мишеней определялись по сдвигу резонанса за счет потери энергии протонов при прохождении через пленку. Такой метод позволяет определять толщины пленок в интервале 10 ÷ 100 мкг/см^2 с точностью не хуже 5 %.

Для регистрации рассеянных протонов использовался поверхностно-барьерный кремниевый детектор заряженных частиц фирмы ORTEC (диаметр чувствительной области 8 мм, толщина – 0.2 мм). Детектор был расположен на расстоянии 24 см от области рассеяния и имел возможность перемещаться в угловом диапазоне от 10^0 до 170^0 в лабораторной системе отсчета. Энергетическое разрешение детектора составляло 15 кэВ.

Пучок протонов формировался с помощью двух коллиматоров диаметром 3 мм и фокусировался на мишени в пятно диаметром ≈ 3.5 мм. Для того чтобы минимизировать испарение мишени, ток пучка составлял не более 20 нА.

В ходе эксперимента были измерены функции возбуждения упругого рассеяния $^{12}C(p,p)^{12}C$ под углом 170^0 в системе центра масс, с точностью 10%, в интервале энергии 231-1050 кэВ. А также измерены угловые распределения упругого рассеяния при энергиях $E_{c.m.}$ = 213, 317, 371, 409, 422, 434, 478, 689, 900, 1110 кэВ в диапазоне углов 10^0 - 170^0 (л.с.к.) с шагом 10^0 [1].

Оптическая модель

На основе полученных экспериментальных данных [1] выполнена подгонка параметров оптических потенциалов [3], которые приведены в табл.1. Они мало отличаются от подобных результатов, полученных в работе [4] и не имеют энергетической зависимости, поскольку рассматривалась сравнительно узкая энергетическая область.

Примерное качество описания дифференциальных сечений при энергиях 213 и 1110 кэВ (с.ц.м.) показано на рис.1а и 1б в сравнении с сечением Резерфордовского рассеяния. Наблюдается приемлемое согласие расчета и эксперимента для всех рассмотренных в работах [1,2] энергий, кроме энергии 457 кэВ (422 кэВ в с.ц.м.), которая практически попадает в область резонанса $^{12}C(p,\gamma)^{13}N$ при 461(3) кэВ (л.с.). При этой энергии резонансная часть сечений, которая не описывается оптической моделью, вносит существенный вклад в полные сечения упругого рассеяния.

Методы фазового анализа

При рассмотрении рассеяние в системе частиц с полным спином 1/2, т.е. когда одна частица имеет нулевой, а вторая полуцелый спин, учтем спин-орбитальное расщепление фаз. Такое рассеяние имеет место в ядерных системах типа N^4He, $^3H^4He$, $p^{12}C$ и т.д. Сечение упругого рассеяния ядерных частиц представляется в виде [5]

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = |A(\theta)|^2 + |B(\theta)|^2 , \qquad (1)$$

где

$$A(\theta) = f_c(\theta) + \frac{1}{2ik}\sum_{L=0}^{\infty}\{(L+1)S_L^+ + LS_L^- -$$

$$-(2L+1)\}\exp(2i\sigma_L)P_L(\mathrm{Cos}\theta) , \qquad (2)$$

$$B(\theta) = \frac{1}{2ik}\sum_{L=0}^{\infty}(S_L^+ - S_L^-)\exp(2i\sigma_L)P_L^1(\mathrm{Cos}\theta) .$$

Здесь $S_L^{\pm} = \eta_L^{\pm}\exp(2i\delta_L^{\pm})$ - матрица рассеяния, $\eta^{\pm}_L$ - параметры неупругости, а знаки "±" соответствуют полному моменту системы $J = L \pm 1/2$, f_c - кулоновская амплитуда, представляемая в виде

$$f_c(\theta) = -\left(\frac{\eta}{2k\mathrm{Sin}^2(\theta/2)}\right)\times$$

$$\times \exp\{i\eta\ln[\mathrm{Sin}^{-2}(\theta/2)] + 2i\sigma_0\} ,$$

$P_n^m(x)$ - присоединенные полиномы или функции Лежандра

$$P_n^m(x) = (1-x^2)^{m/2}\frac{d^m P_n(x)}{dx^m} ,$$

которые можно вычислять по рекуррентным формулам

$$P_{L+1}^1(x) = \frac{(2L+1)x}{L}P_L^1(x) - \frac{L+1}{L}P_{L-1}^1(x)$$

с начальными значениями

$$P_0^1(x) = 0 , \qquad P_1^1(x) = (1-x^2)^{1/2} ,$$

$$P_2^1(x) = 3xP_1^1(x) ,$$

η - кулоновский параметр, μ - приведенная масса, k - волновое число относительного движения частиц $k^2 = 2\mu E/\hbar^2$, E - энергия сталкивающихся частиц в системе центра масс.

Через величины A и B (2) можно выразить и поляризацию в упругом рассеянии таких частиц [5]

$$P(\theta) = \frac{2\,\mathrm{Im}(AB^*)}{|A|^2 + |B|^2} . \qquad (3)$$

Расписывая выражение (2) для величины B получим

$$\mathrm{Re}B = \frac{1}{2k}\sum_{L=0}^{\infty}[a\mathrm{Sin}(2\sigma_L) + b\mathrm{Cos}(2\sigma_L)]P_L^1(x) , \qquad (4)$$

$$\mathrm{Im}B = \frac{1}{2k}\sum_{L=0}^{\infty}[b\mathrm{Sin}(2\sigma_L) - a\mathrm{Cos}(2\sigma_L)]P_L^1(x) ,$$

где

$$a = \eta_L^+\mathrm{Cos}(2\delta_L^+) - \eta_L^-\mathrm{Cos}(2\delta_L^-)$$

$$b = \eta_L^+\mathrm{Sin}(2\delta_L^+) - \eta_L^-\mathrm{Sin}(2\delta_L^-) .$$

Аналогичным способом для амплитуды A можно найти следующие выражения [6]

$$\mathrm{Re}A = \mathrm{Re}f_c + \frac{1}{2k}\sum_{L=0}^{\infty}[c\mathrm{Sin}(2\sigma_L) + d\mathrm{Cos}(2\sigma_L)]P_L(x) ,$$

$$(5)$$

$$\mathrm{Im}A = \mathrm{Im}f_c + \frac{1}{2k}\sum_{L=0}^{\infty}[d\mathrm{Sin}(2\sigma_L) - c\mathrm{Cos}(2\sigma_L)]P_L(x) ,$$

где

$$c = (L+1)\eta_L^+\mathrm{Cos}(2\delta_L^+) + L\eta_L^-\mathrm{Cos}(2\delta_L^-) - (2L+1)$$

$$d = (L+1)\eta_L^+\mathrm{Sin}(2\delta_L^+) + L\eta_L^-\mathrm{Sin}(2\delta_L^-) .$$

Для вычисления поляризации можно использовать следующие соотношения

$$B = \mathrm{Re}B + i\mathrm{Im}B = C + iD , \; A = \mathrm{Re}A + i\mathrm{Im}A = G + iF ,$$

$$AB^* = CG + FD + i(FC - GD) ,$$

$$\mathrm{Im}(AB^*) = FC - GD = \mathrm{Re}B\,\mathrm{Im}A - \mathrm{Re}A\,\mathrm{Im}B ,$$

которые непосредственно применяются для численных компьютерных расчетов.

Для полного сечения реакций существует выражение, аналогичное системе с нулевым спином [5]

$$\sigma_r = \frac{\pi}{k^2}\sum_L\left[(L+1)\left(1-|S_L^+|^2\right) + L\left(1-|S_L^-|^2\right)\right] , \qquad (6)$$

или

$$\sigma_r = \frac{\pi}{k^2}\sum_L\left\{(L+1)[1-(\eta_L^+)^2] + L[1-(\eta_L^-)^2]\right\} .$$

Для полного сечения упругого рассеяния имеем

$$\sigma_s = \frac{\pi}{k^2}\sum_L\left[(L+1)\left|1-S_L^+\right|^2 + L\left|1-S_L^-\right|^2\right] \quad (7)$$

или

$$\sigma_s = \frac{4\pi}{k^2}\sum_L\left\{(L+1)[\eta^+ \mathrm{Sin}\delta^+]^2 + L[\eta^- \mathrm{Sin}\delta^-]^2\right\}.$$

Зная экспериментальные дифференциальные сечения рассеяния можно найти некоторый набор фаз $\delta^J_{S,L}$, способный с той или иной точностью передать поведение этих сечений. Качество описания экспериментальных данных на основе некоторой теоретической функции (функционала нескольких переменных) можно оценить по методу χ^2, который представляется в виде

$$\chi^2 = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\left[\frac{\sigma_i^t(\theta)-\sigma_i^e(\theta)}{\Delta\sigma_i^e(\theta)}\right]^2 = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\chi_i^2,$$

где σ^e и σ^t - экспериментальное и теоретическое, т.е. расчетное при некоторых заданных значениях фаз $\delta^J_{S,L}$ рассеяния, сечение упругого рассеяния ядерных частиц для i-го угла рассеяния, $\Delta\sigma^e$-ошибка экспериментальных сечений при этих углах, N-число измерений.

Чем меньше величина χ^2, тем лучше описание экспериментальных данных на основе выбранного теоретического представления. Обычно результаты расчетов можно считать вполне удовлетворительными, если χ^2 порядка единицы, т.е. отклонение расчетных и экспериментальных величин в среднем равно величине экспериментальных ошибок. Хорошим можно считать описание, при котором каждое парциальное χ^2, для каждого угла рассеяния меньше единицы, а значит, среднее χ^2 всегда будет меньше единицы.

Выражения (1,2), по сути, являются разложением некоторой функции $d\sigma(\theta)/d\Omega$ в числовой ряд, и нужно найти такие вариационные параметры разложения η_L и δ_L, которые наилучшим образом описывают эту функцию. Поскольку приведенные выражения (1,2) являются точными, то при увеличении L до бесконечности величина χ^2 должна стремиться к нулю. Этот критерий использовался для выбора определенного набора фаз, приводящего к минимуму χ^2, который мог бы претендовать на роль глобального минимума многопараметрической вариационной задачи.

Для поиска ядерных фаз рассеяния по экспериментальным сечениям выполнялась процедура минимизации функционала χ^2, как функции 2L переменных, каждая из которых является фазой δ_L определенной парциальной волны рассеяния и неупругостью η_L в этой волне. Для решения этой задачи ищется минимум χ^2 в некоторой ограниченной области значений этих переменных. В частности, величина η_L может принимать только значения от 0 до 1, а фазы δ_L обычно находятся в области 0^0-180^0. Но и в этой области можно найти множество локальных минимумов χ^2 с величиной порядка единицы. Выбор наименьшего из них позволяет надеяться, что он будет соответствовать глобальному минимуму, который является решением такой вариационной задачи.

Текст нашей компьютерной программы для расчета полных и дифференциальных сечений упругого рассеяния частиц с полуцелым спином и фазового анализа, протестированной на p^4He системе, приведен в работе [7].

Здесь приведем только один вариант контрольного счета по этой программе, который выполнен для p^4He рассеяния с данными из работы [8], где выполнен фазовый анализ для энергии 9.89 МэВ, в котором получены положительные D фазы рассеяния и среднее χ^2=0.60. В этом анализе использованы 22 точки по сечениям из работы [9] при энергии 9.954 МэВ (в [8] не указано, какие именно 22 точки были взяты из 24-х, приведенных в работе [9]) и несколько точек по поляризациям из работ [8,10]. В последнем случае, по-видимому, использованы данные при углах 46.5^0, 55.9^0, 56.2^0, 73.5^0, 89.7^0, 99.8^0, 114.3^0, 128.3^0 и энергиях 9.89, 9.84 и 9.82 МэВ.

Фазы из работы [8] приведены в табл. 2, а среднее χ^2_σ (с 2% экспериментальными ошибками) и этими фазами по нашей программе с учетом 24 точек только по сечениям из [9] (при энергии 9.954 МэВ) получается равным 0.586, как показано в табл. 3.

Для экспериментальных данных из работ [8, 10] по поляризациям при энергиях 9.82-9.89 МэВ и восьми углах рассеяния с фазами из [8], можно получить результаты, приведенные в табл. 4 при χ^2_p = 0.589 (углы в даны градусах, поляризации

Таблица 1. **Параметры оптических потенциалов**

V_R, МэВ	r_R, Фм	a_R, Фм	W_D, МэВ	r_{WD}, Фм	a_{WD}, Фм	V_{SO}, МэВ	r_{SO}, Фм	a_{SO}, Фм
53	1.4	0.75	2	1.25	0.4	7	1.4	0.5

Таблица 2. **Фазы рассеяния из работы [8]**

E, МэВ	S_0, град	$P_{3/2}$, град	$P_{1/2}$, град	$D_{5/2}$, град	$D_{3/2}$, град
9.954	$119{,}3^{+2.0}_{-1.8}$	$112{,}4^{+3.5}_{-5.2}$	$65{,}7^{+2.7}_{-3.2}$	$5{,}3^{+1.6}_{-2.5}$	$3{,}7^{+1.6}_{-2.8}$

Таблица 3. **Экспериментальные и теоретические дифференциальные сечения p^4He рассеяния**

θ^0	σ_e, мб.	σ_t, мб.	χ^2_i	θ^0	σ_e, мб.	σ_t, мб.	χ^2_i
25.10	371.00	366.85	0.31	109.90	21.00	20.70	0.51
30.89	339.00	331.54	1.21	120.60	23.00	22.59	0.79
35.07	305.00	308.40	0.31	122.80	24.50	24.19	0.40
49.03	232.00	230.61	0.09	130.13	31.90	31.91	0.00
54.70	205.00	199.10	2.07	130.90	33.20	32.90	0.21
60.00	176.00	170.56	2.39	134.87	37.80	38.44	0.71
70.10	124.00	120.59	1.89	140.80	47.30	47.69	0.17
80.00	82.00	79.77	1.85	145.00	54.00	54.62	0.33
90.00	49.20	48.82	0.15	149.40	61.60	61.88	0.05
94.07	39.10	39.44	0.19	154.90	70.60	70.54	0.00
102.17	26.20	26.39	0.13	160.00	78.40	77.71	0.19
106.90	22.00	22.15	0.12	164.40	83.00	82.94	0.00

Таблица 4. **Поляризации в p^4He рассеянии. Здесь P_e - экспериментальные поляризации, ΔP_e - экспериментальные ошибки для поляризаций и P_t - расчетные поляризации**

θ^0	P_e, %	ΔP_e	P_t, %	χ^2_i
46.50	-32.30	2.10	-33.11	0.15
55.90	-41.30	2.20	-42.50	0.30
56.20	-44.40	0.90	-42.81	3.11
73.50	-62.60	3.00	-62.84	0.01
73.50	-64.80	1.90	-62.84	1.06
89.70	-76.10	3.60	-76.33	0.01
89.70	-75.50	2.40	-76.33	0.12
99.80	-59.30	2.50	-58.55	0.09
114.30	48.20	3.20	51.03	0.78
128.30	99.40	3.30	97.66	0.28

в процентах, а энергия, по-прежнему, задается равной 9.954 МэВ)

Если усреднить χ^2 по всем точкам (24+10=34), результаты для которых приведены выше, т.е. использовать выражение

$$\chi^2 = \frac{1}{(N_\sigma + N_P)}\left\{\sum_{i=1}^{N}\left[\frac{\sigma_i^{\,t} - \sigma_i^{\,e}}{\Delta\sigma_i^{\,e}}\right]^2 + \sum_{i=1}^{N}\left[\frac{P_i^{\,t} - P_i^{\,e}}{\Delta P_i^{\,e}}\right]^2\right\} = \frac{1}{(N_\sigma + N_P)}\{\chi_\sigma^2 + \chi_p^2\},$$

то получается величина $\chi^2 = 0.5875 \approx 0.59$ в полном соответствии с результатами работы [8], где для значения χ^2 приведено 0.60. Здесь N_σ и N_P - число данных по сечениям (24 точки) и поляризациям (10 точек), σ^e, P^e, σ^t, P^t - экспериментальные и теоретические значения сечений и поляризаций, $\Delta\sigma$ и ΔP - их ошибки.

Если выполнить дополнительную минимизацию χ^2 по нашей программе, то для χ^2_σ по сечениям получим 0.576, для поляризаций $\chi^2_p = 0.561$ и полное χ^2 = 0.572 при следующих значениях фаз

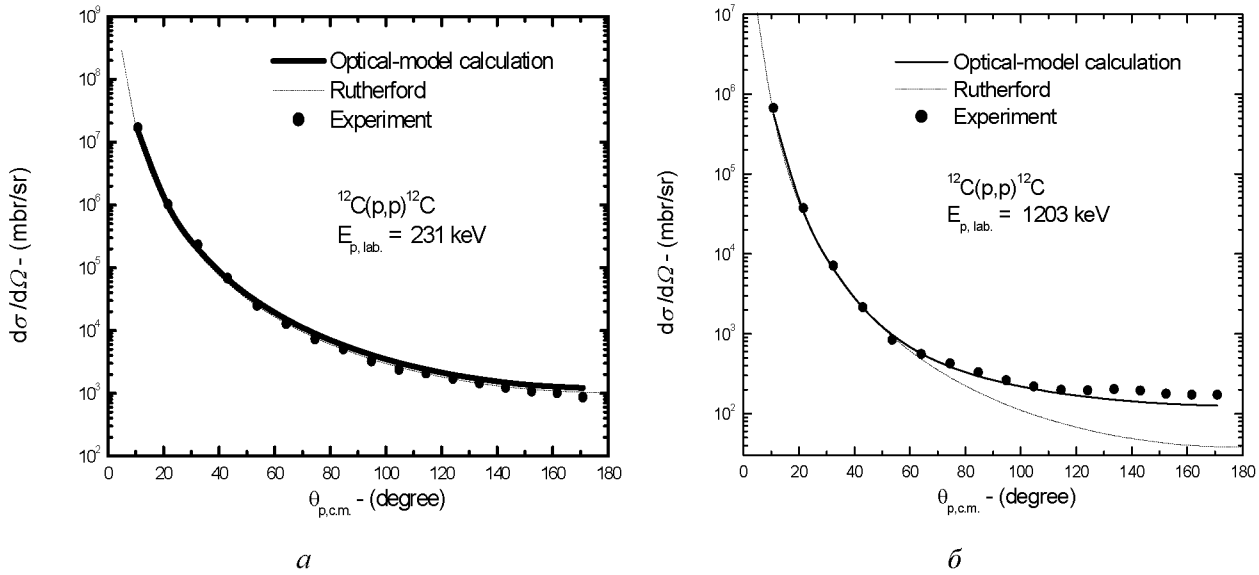
$$S_0 = 119.01,\ P_{3/2} = 112.25,\ P_{1/2} = 65.39,$$
$$D_{5/2} = 5.24,\ D_{3/2} = 3.63$$

которые полностью ложатся в полосу ошибок, приведенных в работе [8] и показаны в табл. 2.

Фазовый анализ в $p^{12}C$ системе

Ранее фазовый анализ функций возбуждения, измеренных в [11] при энергиях в области 400-1300 кэВ (л.с.) и углах 106^0-169^0, был выполнен в работе [12]. На рис. 2 показаны функции возбуждения, полученные в работе [12] для угла 169.2^0 и наши новые результаты [1, 2] при 170^0 (с.ц.м.). Из приведенного рисунка видно хорошее согласие обеих результатов при всех совпадающих энергиях в области 350-1000 кэВ (с.ц.м.).

В работе [12] получено, что, например, при E_{lab}=900 кэВ S-фаза должна лежать в области 153^0-154^0. С теми же экспериментальными данными нами получено 152.7^0. Сечения рассеяния брались из функций возбуждения [12] при энергиях 866-900 кэВ. Результаты наших расчетов σ_t в сравнении с экспериментальными данными σ_e приведены в табл. 5. В последнем столбце таблицы даны парциальные χ^2_i на каждую точку при 10% ошибках в экспериментальных сечениях, а для среднего χ^2 была получена величина 0.11.



а *б*

Рис. 1. Дифференциальные сечения упругого $p^{12}C$ рассеяния. Непрерывная кривая - оптическая модель, точечная кривая - Резерфордовское рассеяние, точки – эксперимента [1, 2]

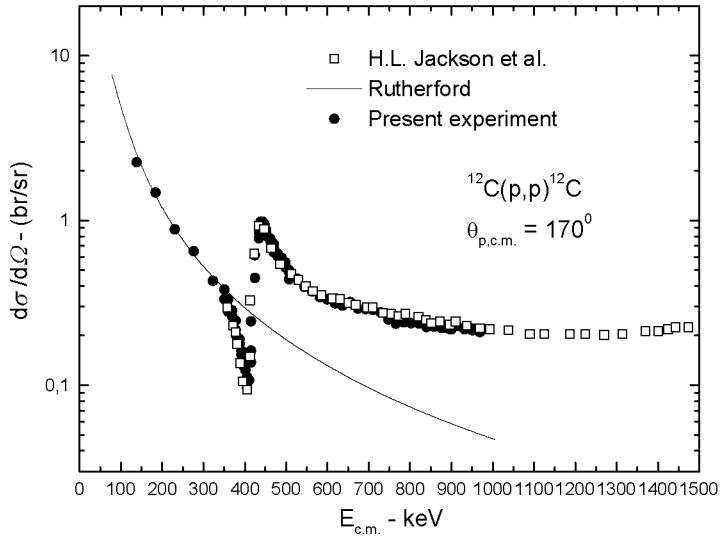


Рис. 2. Функции возбуждения $p^{12}C$ при углах 170^0 [1,2] и 169.2^0 [12]

Таблица 5. **Сравнение теоретических и экспериментальных сечений $p^{12}C$ упругого рассеяния при энергии 900 кэВ**

θ^0	σ_e, мб.	σ_t, мб.	χ^2_i
106	341	341.5	1.90E-04
127	280	282.1	5.76E-03
148	241	251.2	1.80E-01
169	250	237.5	2.50E-01

Таблица 6. **Сравнение теоретических и экспериментальных сечений $p^{12}C$ упругого рассеяния при энергии 750 кэВ**

θ^0	σ_e, мб.	σ_t, мб.	χ^2_i
106	428	428.3	3.44E-05
127	334	342.8	6.91E-02
148	282	299.1	3.66E-01
169	307	279.9	7.82E-01

Для энергии 751 кэВ (л.с.) в работе [12] для S-фазы было получено 155^0-157^0. Результаты, полученные нами для энергии 750 кэВ, приведены в табл. 6. Данные по сечениям брались из функций возбуждения в диапазоне энергий 749-754 кэВ, а для S-фазы нами найдено 156.8^0 при среднем $\chi^2 = 0.30$.

Все эти результаты хорошо согласуются между собой и по используемой нами программе [6, 7] был выполнен фазовый анализ наших новых экспериментальных данных по дифференциальным сечениям $p^{12}C$ рассеяния в диапазоне энергий 230-1200 кэВ (л.с.) [1].

Результаты нашего фазового анализа представлены точками на рис. 3 и табл. 7 в сравнении с данными работы [12], которые на рисунке показаны непрерывной линией. Из рисунка видно хорошее согласие между результатами нашего фазового анализа и данными работы [12]. В нашем анализе величина χ^2 вычислялась при 10% экспериментальных ошибках дифференциальных сечений.

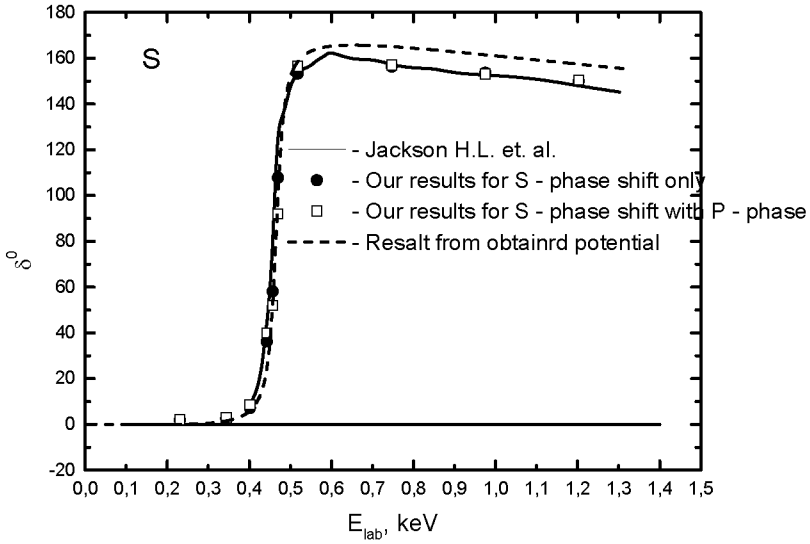


Рис. 3. S-фаза $p^{12}C$ рассеяния при низких энергиях. Точки - результаты фазового анализа для S-фазы с учетом только S-волны, открытые квадраты - результаты фазового анализа для S-фазы с учетом S и P-волн, непрерывная кривая - результаты из работы [12], пунктирная кривая - результаты расчетов с найденным потенциалом

Таблица 7. **Результаты фазового анализа $p^{12}C$ упругого рассеяния при низких энергиях**

E_{cm}, кэВ	S, град.	χ^2
213	2.0	1.35
317	2.5	0.31
371	7.2	0.51
409	36.2	0.98
422	58.0	3.75
434	107.8	0.78
478	153.3	2.56
689	156.3	2.79
900	153.6	2.55
1110	149.9	1.77

На рис. 4 представлены дифференциальные сечения в области резонанса при 461(3) кэВ (л.с.), результаты расчета этих сечений на основе формулы Резерфорда (точечная кривая) и наш фазовый анализ (непрерывная линия), учитывающий только S-фазу. Штриховой линией показаны результаты фазового анализа для S-фазы при учете S- и P-волн.

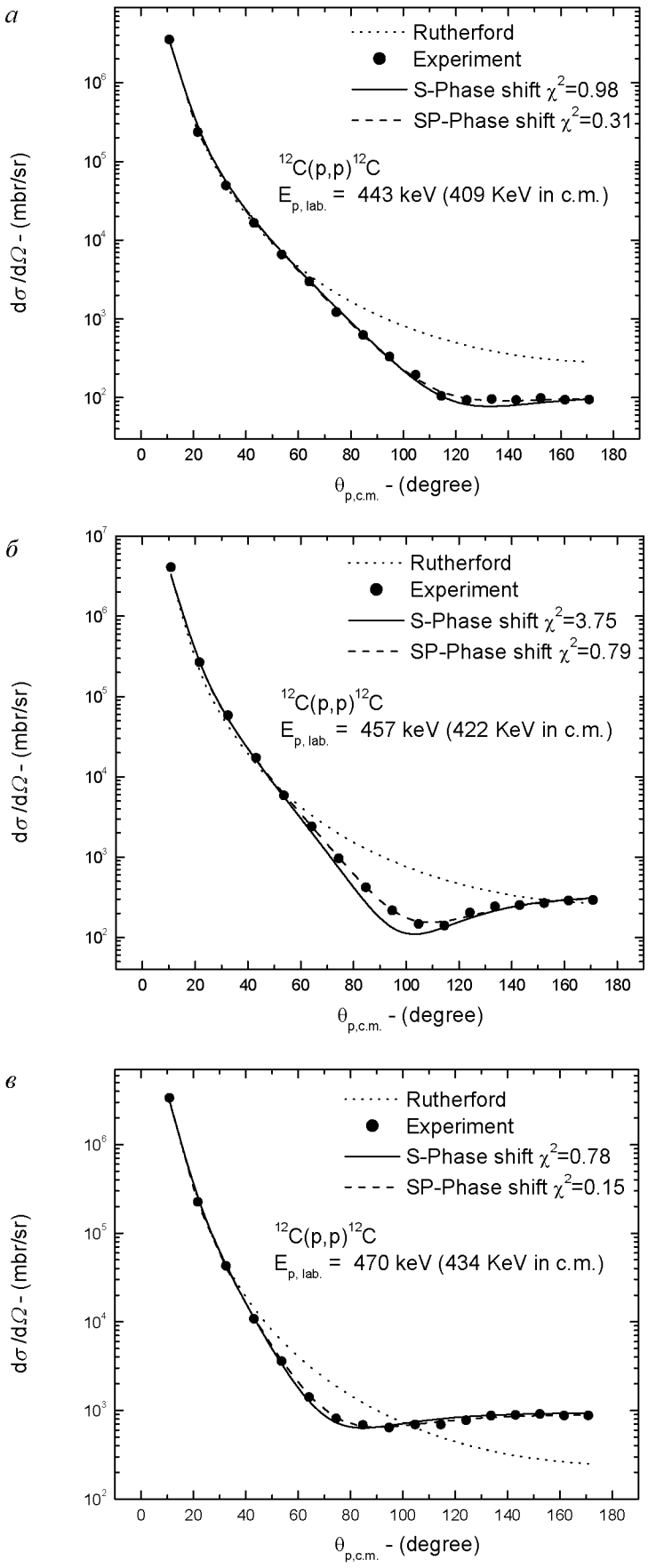


Рис. 4. Дифференциальные сечения $p^{12}C$ рассеяния. Непрерывная кривая – фазовый анализ с учетом только S-волны, точечная кривая - Резерфордовское рассеяние, пунктир – фазовый анализ с учетом S и P волн, точки – эксперимента [1, 2]

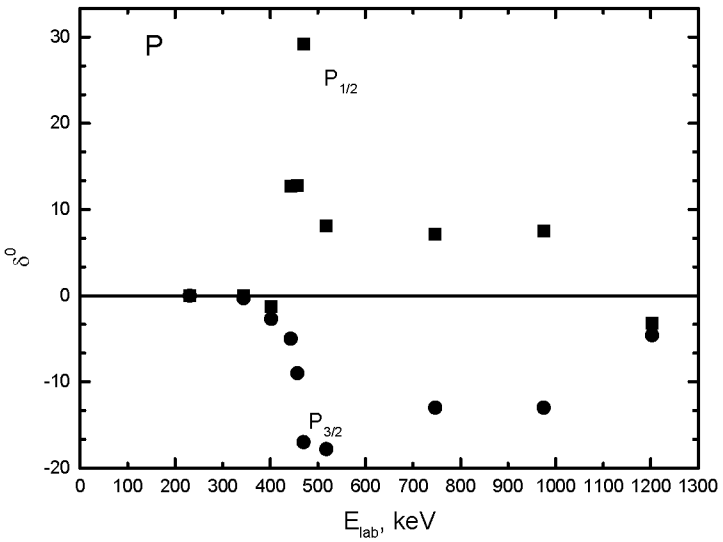


Рис. 5. P - фаза $p^{12}C$ рассеяния при низких энергиях. Точки $P_{3/2}$ и квадраты $P_{1/2}$ - результаты фазового анализа для P-фазы с учетом S и P-волн

Из рисунков видно, что в области резонанса не удается описать сечение только на основе одной S-фазы. Заметную роль начинает играть P-волна, представленная на рис. 5, учет которой (штриховая линия на рис. 4а) заметно улучшает описание экспериментальных данных. В частности, при энергии 457 кэВ (л.с.) ее учет улучшает величину χ^2 с 3.7 до 0.8 (рис. 4б), что заметно сказывается на качестве описания дифференциальных сечений.

При низких энергиях $P_{1/2}$ фаза идет выше, чем $P_{3/2}$, но при энергии порядка 1,2 МэВ они пересекаются и далее $P_{3/2}$ идет выше в отрицательной области углов [13, 14]. Величина S-фазы при учете P-волны практически не меняется и ее форма показана на рис. 3 открытыми квадратами. При некоторых энергиях точки и квадраты полностью накладываются друг на друга.

Учет D-волны в фазовом анализе приводит к ее величине порядка 1-1.5 градуса в области резонанса и практически не влияет на поведение расчетных дифференциальных сечений.

Потенциальное описание упругого $p^{12}C$ рассеяния

Представленная на рис. 3 S-фаза может быть описана на основе простого гауссового потенциала с точечным кулоновским потенциалом вида

$$V(r) = V_0 \exp(-\alpha r^2) + V_{cul},$$

где V_0=29.87 МэВ, α=0.22 Фм$^{-2}$, а кулоновский потенциал V_{cul} принимался в обычном виде с $R_{cul} = 0$ [5]. Здесь константа $\hbar^2 / m_0 = 41.80159$, m_0 - атомная единица массы [15].

Результаты расчета S-фазы с таким потенциалом представлены на рис.3 пунктирной линией. Фаза достигает своего значения в 90^0 при энергии 467 кэВ, что довольно хорошо согласуется с экспериментальным значением резонанса при 461(3) кэВ (л.с.) [16].

Полные сечения упругого рассеяния, полученные на основе выражения (7), представлены точками на рис. 6. Они рассчитаны на основе извлеченных из экспериментальных дифференциальных сечений [1] S-фаз рассеяния. Здесь же непрерывной линией показаны полные сечения, полученные на основе фаз, вычисленных с приведенным выше потенциалом. Открытые квадраты представляют полные сечения, полученные из фазового анализа работы [12].

Полученный потенциала имеет простейший вид и не содержит связанных разрешенных (РС) или запрещенных состояний (ЗС). Основное состояние (ОС) ядра ^{13}N имеет спин и четность $J^P = 1/2^-$ и лежит на 1.94 МэВ ниже порога $p^{12}C$ канала [16]. Поэтому, если рассматривать связанное состояние (СС) ядра ^{13}N в $p^{12}C$ модели, то оно должно присутствовать в $P_{1/2}$-волне $p^{12}C$ потенциала с энергией связи -1.94 МэВ.

На рис. 6 в области энергий 200-300 кэВ (л.с.) наблюдается плато в полных сечениях рассеяния, а значит и в S-фазе рассеяния. В данный момент не понятно, вызвано оно экспериментальными неточностями, непредвиденными ошибками фазового анализа или действительно существует

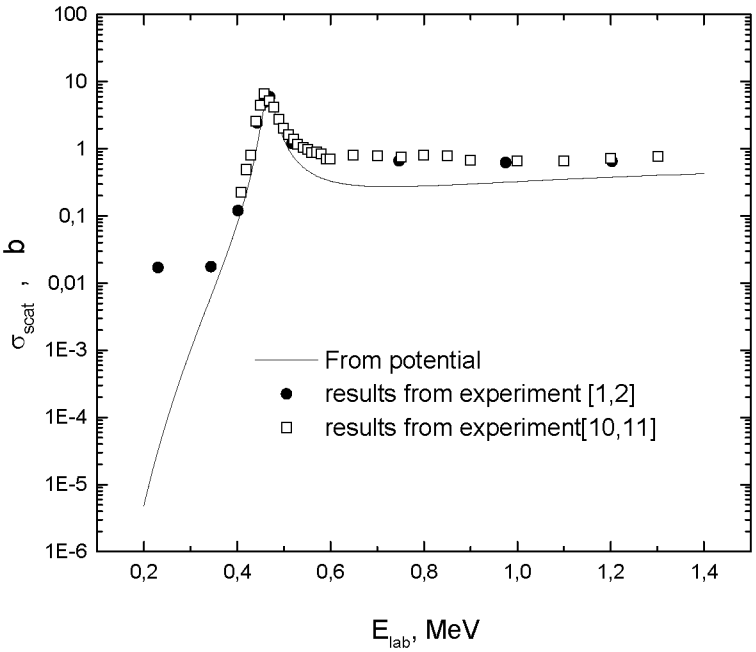


Рис. 6. Полные сечения упругого $p^{12}C$ рассеяния. Непрерывная кривая – результаты расчетов на основе полученного потенциала, точки – полные сечения найденные из фаз рассеяния работ [1, 2], квадраты – тоже для работ [11, 12]

при этих энергиях. Для выяснения этого вопроса требуются новые измерения угловых распределений при энергиях 100-350 кэВ с шагом по энергии порядка 50 кэВ или функций возбуждения при разных углах.

Экспериментальная часть работы выполнена по проекту МНТС К-497 при финансовой поддержке государственного департамента США.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Zazulin D.M.,* et al. Scattering of protons from ^{12}C // Mod. Prob. in "Nucl. Phys.". Tashkent, 2006. P. 127-128.

2. *Baktybaev M.K.,* et al. Elastic scattering of protons from ^{12}C, ^{16}O and ^{27}Al // The 4th Eurasia Conf., "Nucl. Sci. and its Appl.". Baku, 2006. P. 56.

3. *Baktybave M.K.,* et al. Measuring angular distribution of differential cross-section of elastic scattering of protons by 1p-shell nuclei at astrophysical energies // The 3th Eurasia Conf., "Nucl. Sci. and its Appl.", Baku, 2004. P. 60.

4. *Cuzzocea P.,* et al. // Nuovo Cimento 31A, 1. 1975. P. 182.

5. *Ходгсон П.Е.* Оптическая модель упругого рассеяния. М.: Атомиздат, 1966. 230 с.

6. *Дубовиченко С.Б.* Программа поиска фаз упругого рассеяния ядерных частиц со спином? // Вестник КазНТУ. Алматы, 2004. №3. С. 137-144.

7. *Дубовиченко С.Б.* Методы расчета ядерных характеристик. Алматы: Нур-пресс, 2006. 311 с.

8. *Jahns M.F., Bernstein E.M.* Polarization in pα scattering // Phys. Rev. 1967. V. 162. P. 871-877.

9. *Barnard A., Jones C., Well J.* Elastic scattering of 2-11 MeV proton by ^{4}He // Nucl. Phys. 1964. V. 50. P. 604-620.

10. *Brown R.I., Haeberli W., Saladin J.X.* Polarization in the scattering of protons by α partickes // Nucl. Phys. 1963. V. 47. P. 212-213.

11. *Jackson H.L.,* et. al. The $^{12}C(p,p)^{12}C$ differential cross section // Phys. Rev. 1953. 89. 2. P. 365-269.

12. *Jackson H.L.,* et. al. The excited states of the ^{13}N nucleus // Phys. Rev. 1953.89. 2. P. 370-374.

13. *Moss S.J., Haeberli W.* The polarization of protons scattered by Carbon // Nucl. Phys. 1965. V. 72. P. 417-435.

14. *Barnard A.C.L.,* et. al. Cross section as a function of angle and complex phase shifts for thr scattering of protons from ^{12}C // Nucl. Phys. 1966. V. 86. P. 130-144.

15. *Mohr P.J., Taylor B.N.* CODATA Recommended Values of the Fundamental Physical Constants: 2002 // Rev. Mod. Phys. 2005.V. 77. P. 1-107.

16. *Ajzenberg-Selove F.* Energy level of light nuclei A=13 // Nucl. Phys. 1991. V. A523. P. 1-101.

Резюме

$p^{12}C$ серпімді шашырауы 10^0-170^0 (м.ц.ж.) бұрыш аралықтарында энергиялардың 213, 317, 371, 409, 422, 434, 478, 689, 900 және 1110 кэВ (м.ц.ж.) мәндерінде тәжірибе жүзінде зерттелді. Осы деректерді қолданып фазалық сараптама жасалынды және S-күйдегі $p^{12}C$ жүйесінің әсерлесу әлеуеті құрастырылды. Сонымен қатар өлшенілген бұрыштық таралымдардың оптикалық модельдік сараптамасы жасалынды.

Summary

Using the earlier obtained experimental data on the $p^{12}C$ elastic scattering at the energies $E_{c.m.}$ = 213, 317, 371, 409, 422, 434, 478, 689, 900, 1110 keV and in the range of angles θ_{lab} = 10^0-170^0 the phase shift analysis has been made and the interaction potential of the $p^{12}C$ system in S-state has been constructed. The standard optical model analysis of the angular distributions has also been carried out.

[1]*Институт ядерный физики НЯЦ РК, г. Алматы;*
[2]*Астрофизический институт им. В. Г. Фисенко, г. Алматы;*
[3]*Комитет ядерных материалов, Каир, Египет*

Поступила 3.12.07г.

Ж. С. ТАКИБАЕВ

КОНСТРУКТИВНЫЕ РАЗРАБОТКИ ПО УВЕЛИЧЕНИЮ ЭФФЕКТИВНОСТИ СОЛНЕЧНО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК

Предложено несколько конструктивных разработок для улучшения эффективности преобразователей солнечной энергии при помощи параболическо-цилиндрических концентраторов. Показано, что совместное использование фотопреобразователя и фототермодинамического приспособления в зависимости от условий потребителя энергии представляется предпочтительным.

В настоящее время во многих странах мира (США, Германия, РФ, Япония, Израиль, и.т.д.) разрабатываются конструкции разного типа солнечно-водородных гибридных установок [1, 2] или солнечных комбинированных фототермодинамических энергоустановок [3, 4].

В нашей лаборатории (см.§ 2, Гл. VII) [5] разрабатывалась конструкция камеры, на ее поверхности, обращенной к солнцу, располагались фотопреобразователи. Через эту камеру пропускалась вода, как теплоноситель. Воду можно заменить некоторыми органическими жидкостями с температурой кипения при нормальном давлении порядка 30°С. В наших опытах результаты испытаний с такими жидкостями были не очень утешительными, поэтому работа велась только с водой. Схема плоской камеры дается на рис. 1.

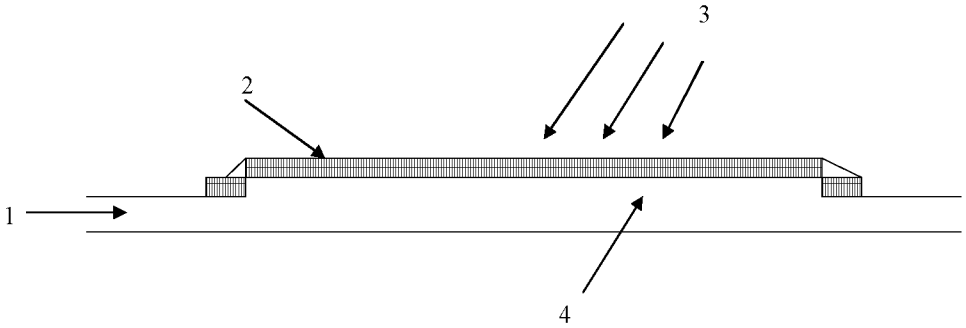


Рис. 1. Схема плоской камеры:
1 – вода (пар), *2* – фото-преобразователи, *3* – солнечное излучение, *4* – плоская камера

Вместо селективного поглотителя («1» рис. 1) [5] размещались фотопреобразователи, но впоследствии выяснилось, что его КПД сильно уменьшается с ростом температуры и поэтому фотопреобразователи следует размещать где-то на поверхности параболоцилиндрического зеркала, где температура меньше, чем в фокусе. Пока от такой затеи совместного или гибридного использования фотопреобразователя и фототермодинамических приспособлений мы решили воздержаться.

Плоская камера, через которую проходит пар или вода по обычной трубе, облучалась солнечным светом концентраторов. На эту камеру располагают фото-преобразователи в виде плитки (пленки). В результате, солнечный луч греет воду и одновременно облучает фотопреобразователь, который вырабатывает электрическую энергию, а пар (или горячая вода) используются по обычной схеме, в случае удачи, пар с температурой ≈150°С естественно предполагалось использовать для получения электричества. В трудные 90-е годы XX века (распад СССР) работа была прекращена, хотя мизерное финансирование по водородной тематике в КазГУ еще некоторое время продолжалось.

Таким образом, различные способы (см. рис. 6.4) [5], испробованные еще в те же годы, в настоящее время мы пытаемся внедрить в коммерческую деятельность Парка Информационных Технологий в п. Алатау вблизи Алматы. Общая старая схема не претерпевает существенных изменений. Камера располагалась в фокусе параболоцилиндрического концентратора. Камера испытывалась лишь в общей трассе теплоносителя и размещалась в фокусе параболоцилинд-

рического зеркала. В ряде испытаний фото-преобразователи помещались в некоторых местах поверхности самого зеркала, где температура не очень высокая. Опыт был прерван в 90-е годы. Будущее покажет, насколько комбинированная эксплуатация выгодна и может ли она дать существенное наращивание в получении энергии. Однако в работах [3, 4] сообщается положительный результат комбинированной эксплуатации, оптимизм авторов этих работ, по-видимому, подтвердят эксперименты в будущих испытаниях. Очень многое зависит от подбора материала камеры и теплоносителя, конечно качества концентраторов и самих фото-преобразователей.

Разработка солнечно-энергетической установки с компьютерным управлением.

Первый этап. Тепловой солнечный коллектор.

Как известно, в настоящее время вопрос развития работ по использованию возобновляемого источника энергии является весьма актуальным. Поэтому будет очень своевременным продолжить работу по использованию солнечной, ветровой энергии, а также энергии биомассы.

В начальный период, необходимо внедрить новые разработки в самом Парке Информационных Технологий (ПИТ) в п. Алатау. Для этой цели, мы предполагаем установить солнечные панели – батареи и теплоколлекторы на крышах нескольких помещений ПИТ и показать возможность получения электрической и тепловой энергии для нужд ПИТ. Такой комплекс строений послужит образцом для всей страны и местом для рекламы, и дальнейшей коммерческой цели.

Для начала осуществления этого мероприятия необходимо выделить ПИТ с целевым назначением в 2007–2008 гг. 2 000 000 (два миллиона) долларов США для создания проекта, закупки солнечных панелей (преобразователей солнечной энергии в электрическую и тепловую энергии) площадью около 500 кв.м.. В эту же сумму входят расходы на организацию проектно-конструкторского бюро, оплату труда работников, осуществляющих цикл работ по проекту.

Второй этап. Тестирование и рецензирование проекта создания (и строительства) солнечной электростанции мощностью несколько миллионов Ватт (Мегаватт), что является началом эффективного использования солнечной энергии в Республике Казахстан.

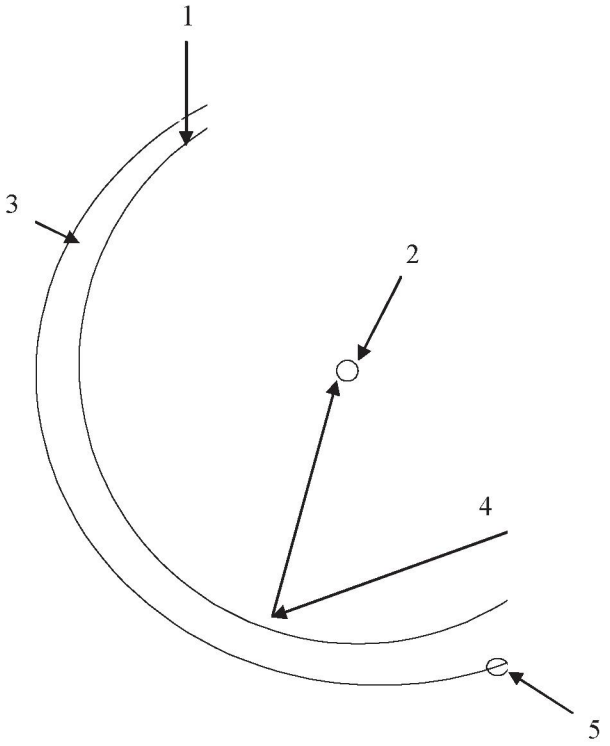


Рис. 2. Новый солнечно-параболоцилиндрический концентратор с компьютерным управлением: *1* – поперечный разрез. Параболоцилиндрическое зеркало (концентратор), лист электрополированного алюминия или тонкий оксидированный алюминий; *2* – фокус зеркала-концентратора; *3* – подвижной простой полуцилиндр-крышка; *4* – падающий на установку солнечный луч; *5* – приспособление для поворота полуцилиндра. Движение управляется компьютером

Новый солнечно-параболоцилиндрический концентратор с компьютерным управлением (рис. 2).

На практике во время эксплуатации солнечных установок, также как с параболоцилиндрическими концентраторами, возникает неудобство, связанное с чисткой и уборкой атмосферных осадков с установки, особенно в зимнее время.

Мы при работе с параболоцилиндрическими концентраторами или плоскими зеркалами чистку от снега, дождя или обыкновенной пыли выполняли простым переворачиванием такого единичного концентратора. Эту операцию совершали обычным опорно-поворотным механизмом, ориентирующим концентратор на Солнце. Этой работе особого внимания не уделяли, так как в лабораторной работе с одним простейшим концентратором было элементарно просто, но в случае, когда их очень много (сотни или даже тысячи), по-видимому, будет сложно или трудно повора-

чивать на 90 ° или больше в массовом порядке. Но самое главное при такой операции зеркала-концентраторы часто выходят из строя. Операцию поворота коллектора можно закладывать в общую программу работы опорно-поворотного, следящего за движением Солнца, механизма. Мы предполагаем использовать простое приспособление, приведенное на рис. 2. Такое простое приспособление очень эффективно решает эту задачу. Крышка (3) каждого параболоцилиндрического концентратора снабжена маленьким движком (5), управляемым компьютером диспетчера. Его работа заключается в простом вклю-чении/выключении движка крышки: в случае необходимости закрытия концентратора из-за атмосферных осадков крышка, делая скользяще-круговое смещение, накрывает его; а в случае необходимости открытия концентратора для приема солнечного луча (4) крышка, таким же движением (повторным) в обратном порядке открывает и при этом снег легко сходит с крышки или провисает вниз и сразу оказывается на земле или со временем упадет с поверхности крышки.

Если представить себе около тысячи таких концентраторов в поле солнечной станции, то один сменный оператор, в соответствии с поступающей информацией, например с состоянием погоды, сможет управлять этой простой манипуляцией с помощью компьютера на пульте управления. Так решается вопрос с уборкой осадков по всей поверхности, принимающей на себя солнечные лучи. Операция открытия/закрытия коллектора можно связать с интенсивностью на приемнике солнечного луча, что в значительной мере упростит управление работой солнечной станции.

Снабженные параболоцилиндрическими зеркальными концентраторами комбинированные солнечные энергетические установки, нацеленные на получение мощности энергии мега ваттной области, безусловно имеют достаточно привлекательные перспективы, но к сожалению в настоящее время (2007 г.) они очень дорогостоящие и поэтому пока не получили достаточного распространения. Дороговизна связана в первую очередь с материалоемкостью установок, то есть с затратами на изготовление зеркал, труб для энергоносителей, механических приспособлений для устройства опорно-поворотного механизма, ориентирующего концентраторы на Солнце. Все это требует в большом количестве алюминий, стекло, и самое главное фото-преобразователи высокого качества. Но все равно со временем мы убедимся, что использование солнечной энергии будет даже по сравнению с другими видами энергии дешевле во всех отношениях. Например, атомная энергия будет дороже, если с самого начала учитывать затраты на экологические безопасности и на утилизацию отработанного ядерного топлива и на возможные ущербы в случае катастроф типа Чернобыля. В случае солнечных станций таких ужасных последствий не будет.

Распространение простого теплоэнергетического устройства для нагревания воды для бытовых нужд.

Такие простые солнечные водонагревательные устройства для индивидуальных бытовых нужд мощности энергии порядка 2–6 КВТ оказались в настоящее время более востребованными. Это самое простое и древнее использование солнечной энергии для получения теплой и даже горячей воды. В наши дни стараются создать солнечные, водонагревательные установки, повышая ее КПД и температуру воды до 40–90°С различными способами, применяя современные материалы для повышения степени поглощения солнечного луча. Израильские и немецкие фирмы в этих разработках добиваются определенных результатов в использовании солнечной энергии для бытовых нужд в небольших частных домах или группах домов. Заметные успехи в совместном использовании солнечной энергии, энергии ветра и биомассы добиваются в Германии, где на эти цели выделяются довольно большие средства. Например, регион Нордхэн-Вестфаллен по существу обеспечивает весь регион возобновляемым источником энергии, это образец всем другим регионам страны и даже Мира. Экологически чистый энергетический источник – вот самая главная цель.

Идея освоения пустынных территорий Мира путем создания большого количества солнечных электростанций (СЭС) помимо генерирования энергии может иметь далеко идущие, весьма полезные последствия. Важность таких работ несравнима ни с какими важными открытиями. Как известно, некоторые такие открытия приводят к общечеловеческой трагедии, приведшие к массовому уничтожению всего живого в период военного конфликта, например, трагедия Хиросимы

и Нагасаки. Я имею в виду изобретение пороха, атомной бомбы и др.

Постепенное освоение пустынных территорий путем строительства на них гигантских СЭС приведет к уменьшению пустынь, возникновению живительных оазисов, где подземная вода извлекается самой солнечной энергией. Но самое интересное последствие – изменение климата за счет постепенного охлаждения планеты. Ведь тепло, поступающее от солнца (Q_c) будет очень медленно, то есть в очень длительное время (исчисляемое столетиями и больше) уменьшаться, так как часть этого тепла будет переводиться в электричество солнечными электростанциями. Эта часть энергии ($Q_э$) используется для различных целей, но не переводиться полностью обратно в тепло, как в случае отсутствия сети СЭС. Другими словами, если тепло, поступающее в определенный регион пустыни обозначить через Q_c, тогда при наличии СЭС будет распределяться так, что одна часть $Q_э$ используется СЭС, а вся остальная часть тепла $Q_т$ поглощается обычным образом, т.е.: $Q_c = Q_э + Q_т$, причем $Q_э$ почти не возвращается в тепло. В результате фактическое поглощение солнечного тепла будет уменьшаться, так как окончательное количество тепла полученное этим покрытым СЭС регионом пустыни будет $Q_x \sim Q_т < Q_c$.

Если все пустынные и полупустынные земли со временем будут покрыты СЭС, т.е. повсеместное потребление солнечной энергии в пустынных территориях будет обычной нормой, то это приведет к пусть даже в первое время незаметному уменьшению потепления планеты и человечество будет развиваться лучше, и люди заживут лучше в хороших экологических условиях. Дальше человечество само будет решать проблему перенаселения планеты и как жить в гармонии с природой.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Янь В., Ку Х., Эйдин О.* // Атомная техника за рубежом. 2003. № 2. С. 28; International Journal of Energy Research. 2001. 25. P. 1107-1125.

2. *Achari M., Nayaz L.V.* // Solar Energy. 1999. 66 (I). P. 1-9.

3. *Yang W.J., Aydin O.* 2003. № 3. С. 28 // International Journal of Energy Research. 2001. 2515. P. 449-463.

4. *Васильев В.А., Тарнижевский Б.В.* // Известия РАН». Энергетика. 2005. № 3. С. 198.

5. *Такибаев Ж.С.* Физические основы солнечно-водородной энергетики. РАУАН, 1992.

Резюме

Күн сәулесі қуатын дұрыс пайдалану керектігін талқылап, келешекте параболоцилиндр-концентраторларды фототүрлендіргіштермен бірге энергия беретінің көздейді.

Summary

In this paper a number of design models to improve the effectiveness of solar energy converters by means of parabolic-cylindrical concentrators are proposed. It is shown that joint utilization of a photo converter and a photo-thermodynamic device depending on energy consumption conditions appears to be preferable.

Поступила 29.11.07г.

чения дополнительной информации о протекании в кристаллах радиационно-стимулированных процессов в рамках традиционных методов исследований.

Данная работа выполнена при поддержке гранта № ФИ-4.7/2006 Министерства образования и науки РК.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Александров К.С., Безносиков Б.В.* Структурные фазовые переходы в кристаллах (семейство сульфата калия). Новосибирск: Россия, 1993. 287 с.

2. *El-Fadl A.A., Gaffar M.A., Jmar M.H.* Absorption spectra and optical parameters of lithium-potassium sulphate single crystals // Physica B. 1999. 3-4. P. 403-408.

3. *Кукетаев Т.А.* Люминесценция и фазовые переходы в кристаллах галоидов аммония // ОиС, 1985. Т. 59, вып. 2. С. 337-341.

4. *Перекалина З.Б., Смирнова Н.Л., Власова И.Н.* Выращивание кристаллов $KLiS(Cr)O_4$ // "Проблемы кристаллографии" Сб. науч. тр. М.: МГУ, 1976. С. 310-313.

5. Штольц В., Бернхардт Р. *Дозиметрия ионизирующих излучений. Рига: Зинатне, 1982. 142 с.*

6. *Уйбо Л.Я.* О «холодной вспышке» в фосфоре NH_4Cl-Tl // Труды ИФА АН ЭССР, 1960. 11. С. 108-114.

7. *Искорнев И.М., Флеров И.Н., Горев М.В., Кот Л.А., Гранкина В.А.* Теплоемкость и фазовые переходы в кристаллах $LiKSO_4$ // ФТТ. 1984. Т. 26, вып. 10. С. 3199-3200.

8. *Aiki K., Hukuda K.* EPR study of γ-irradiated K_2SO_4 // J. Phys. Society Japan. 1969. V. 26, № 4. P. 1066-1170.

Резюме

$LiKSO_4$ кристалдарындағы полиморфты фазалық ауысулардың рекомбинациялық люминесцценцияға әсерін зерттеу нәтижелері қарастырылған. Кристалдық тордың қайта құрылуы термиялық активтену энергиясының өзгеруі арқылы рекомбинациялық люминесценцияға әсер ететіндігі тағайындалды. Полиморфты фазалық ауысу кристалдарда радиациалы-стимулдік процестердің өтуі туралы дәстүрлі зерттеу әдістердің төңірегінде қосымша ақпарат алу үшін қолдануға болатындығы көрсетілген.

Summary

In this work the investigation results of the influence by polymorphic phase transitions to recombinational luminescence. It is established, that the reorganization of a crystal lattice renders influence to recombinational luminescence by means change of its thermal activation energy. It is shown, the polymorphic phase transition can be used for reception of the additional information about course in crystals radiation-induced processes within the framework of researches by the traditional methods.

Карагандинский государственный университет им. Е. А. Букетова

Поступила 20.11.07г.

УДК 547.1:621.7

Ш. Ш. САРСЕМБИНОВ, Н. Е. КОРОБОВА

ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССА СУШКИ ЭЛЕКТРОФОРЕТИЧЕСКИХ ГЕЛЕВЫХ ОСАДКОВ ПРИ ПОЛУЧЕНИИ ТОНКИХ ПЛЕНОК

Рассмотрены отдельные явления, сопровождающие сушку электрофоретических осадков, изучена их связь при постоянных значениях параметров режима (температура воздуха, его влажность и скорость перемещения, температура поверхностей, находящихся в контакте с материалом).

Характерные особенности процесса сушки наглядно выступают для грубо капиллярных материалов. Если в начале сушки материал имеет значительную влажность, то в большинстве случаев очень скоро устанавливается термически стационарное состояние, т.е. температура в каждой точке сохнущего материала становится независимой от времени. Пока силы капиллярного всасывания достаточно велики для того, чтобы обеспечить непрерывную подачу жидкости на поверхность материала, с которой происходит ее испарение, скорость сушки практически остается постоянной и благодаря тому, что температура на поверхности материала также остается постоянной, давление пара здесь оказывается равным давлению насыщения [1-3]. Это первый период сушки - период ее постоянной скорости g_{D1} кг/м^2 час. В течение этого периода скорость сушки зависит только от внешних условий, учитывая которые, можно достаточно просто рассчитать вес влаги, испарившейся за известный промежуток времени [4-5].

В первом периоде сушки происходит перераспределение влаги внутри материала. Капиллярный перенос влаги изнутри материала на его поверхность приводит к появлению разности влагосодержания в различных точках материала. В зависимости от того, насколько велико значение g_{D1}, а также от того, какое значение имеет коэффициент капиллярной влагопроводности, через известный промежуток времени после начала сушки наступает такой момент в ходе процесса сушки $\tau_{кр.}$, при котором влажность на поверхности материала становится равной нулю (т.е. происходит достижение равновесной влажности $X_{равн.} = 0$). С этого момента скорость выделения влаги с поверхности не может оставаться постоянной и равной g_{D1}, т.к. при дальнейшем протекании сушки градиент влагосодержания, а в связи с ним и вес жидкости, поступающей изнутри материала по направлению к его поверхности, будут уменьшаться. С другой стороны, условия, определяющие диффузию пара с поверхности материала в воздух, остаются прежними. Поэтому снижение скорости сушки после так называемой критической точки возможно только в том случае, если испарение влаги происходит не на поверхности материала, а внутри него. Теперь влага внутри материала в жидком виде движется только до зоны испарения; от этой зоны до поверхности материала она за счет диффузии пара перемещается через сухие слои материала [коэффициент сопротивления диффузии определяется как $\mu = \mu_t / \Psi$] и, наконец, в результате массообмена этой поверхности с окружающей средой влага переходит в воздух. Если известна зависимость коэффициента влагопроводности материала от его влагосодержания, то положение зоны испарения в любой данный момент можно определить достаточно просто. В общем виде эту зависимость установить трудно, но для каждого конкретного практического случая ее можно установить, если известно состояние материала в конце сушки [5-7].

Для определения скорости сушки необходимо знать не только место расположения зоны испарения, но и условия, определяющие скорость диффузии и теплопроводность.

Весь процесс сушки при постоянных внешних условиях проходит в следующем порядке. В первом периоде скорость сушки g_{D1} постоянна и зависит только от внешних условий. После достижения критической точки, (которая зависит только от капиллярных свойств материала), во втором периоде скорость сушки снижается. В конце процесса сушки ее скорость g_{DE} определяется скоростью диффузии пара в материале, его теплопроводностью и внешними условиями. Если известна критическая точка $\tau_{кр}$, т.е. момент, когда кончается первый период сушки и начинается второй, то весь процесс сушки до некоторой степени можно считать выясненным, так как в этом случае просто определяется как начальная, так и конечная его скорости.

Исследование капиллярного переноса влаги показывает, что влагосодержание любого материала в критической точке однозначно определяется произведением начальной скорости сушки g_{D1} на толщину материала (при двухсторонней сушке на половину его толщины). Эта зависимость определяет собой так называемую кривую критических точек. Для каждого определенного материала ее можно получить экспериментальным путем. Влияние температуры на характер этой кривой определяется вязкостью жидкости, составляющей влагу материала [7].

Период, при котором скорость сушки стремится к нулю, называется третьим периодом сушки. В этом периоде проявляются другие особенности процесса, отличные от тех, которые характеризуют первый и второй ее периоды. При сушке все три периода имеют свои особенности, знание которых обеспечивает возможность сравнительно просто рассчитать весь процесс. В настоящей работе прежде всего рассматривается связь между капиллярным переносом жидкости и диффузией пара в простой модели, затем излагаются результаты экспериментов сушки электрофоретических осадков и проводится их интерпретация.

Установить закономерности процесса сушки различных материалов можно на основе экспериментов. При этом опытным путем должны быть выявлены следующие данные:

1. Постоянное значение начальной скорости сушки g_{D1};

2. Зависимость скорости сушки от влажности любого материала в критической точке, выражаемая соотношением (1), которая характеризуется капиллярными свойствами материала и значением величины $\sigma\gamma_W/\eta$;

3. Конечная скорость сушки g_{DE}, зависящая от условий диффузии.

$$[g_D s]_{\text{пр.}} = f\left(\frac{X_m}{X_o}, X_o\right). \qquad (1)$$

Чтобы получить эти данные, экспериментальное исследование сушки следует проводить при постоянной температуре сохнущего материала. Если сушка материала проводится так, что испарение влаги происходит с одной его стороны, то постоянство температуры материала может быть обеспечено только в первый период сушки. Во втором ее периоде это может быть достигнуто только с некоторым приближением двумя следующими путями: либо подводом тепла, необходимого для испарения влаги из материала, за счет облучения его поверхности, либо путем охлаждения материала до температуры мокрого термометра [7].

На рис. 1 показана схема экспериментальной установки, предназначенной для исследования сушки. В сушильный канал *а* вентилятором подается смесь воздуха помещения с наружным воздухом. Состояние этой смеси может поддерживаться постоянным путем изменения количества влаги, подаваемой в нее увлажнителем *б*, а также регулировкой холодильника *в* и нагревателя *д*. Пробы исследуемого материала $ж_1$, $ж_2$, $ж_3$, $ж_4$, находящиеся в круглых металлических или стеклянных сосудах *е*, устанавливаются на площадки пружинных весов и вводятся в отверстия канала *а* так, чтобы их верхняя открытая поверхность располагалась на уровне внутренней кромки канала. Постоянство температуры пробы $ж_1$ поддерживается тем, что сосуд *е*, в котором она помещена, охлаждается водяной рубашкой.

Поверхность пробы $ж_4$ получает энергию излучения от электрической спирали *и*. Проба установлена так, что под ней на специальной прижимной плите имеется обогреватель *к*. Это дает возможность изучить влияние кратковременного воздействия нагрева на сушку. Проба $ж_2$ не имеет каких-либо приспособлений, которые могли бы изменить режим сушки. Состояние этой пробы в любой данный момент определяется тем, что тепло, необходимое для испарения из нее влаги, получается за счет теплопроводности и излучения от окружающих поверхностей. Состояние воздуха, т.е. его температура и влажность, определяется показаниями сухого термометра t и мокрого $t_м$.

Температура на поверхности испарения образцов и на противоположных поверхностях измеряется термопарами, соответствующим образом присоединенными к этим поверхностям. Вес образцов определяется взвешиванием с точностью до 0,1 мг. На рис.е 2 приведены кривые, построенные

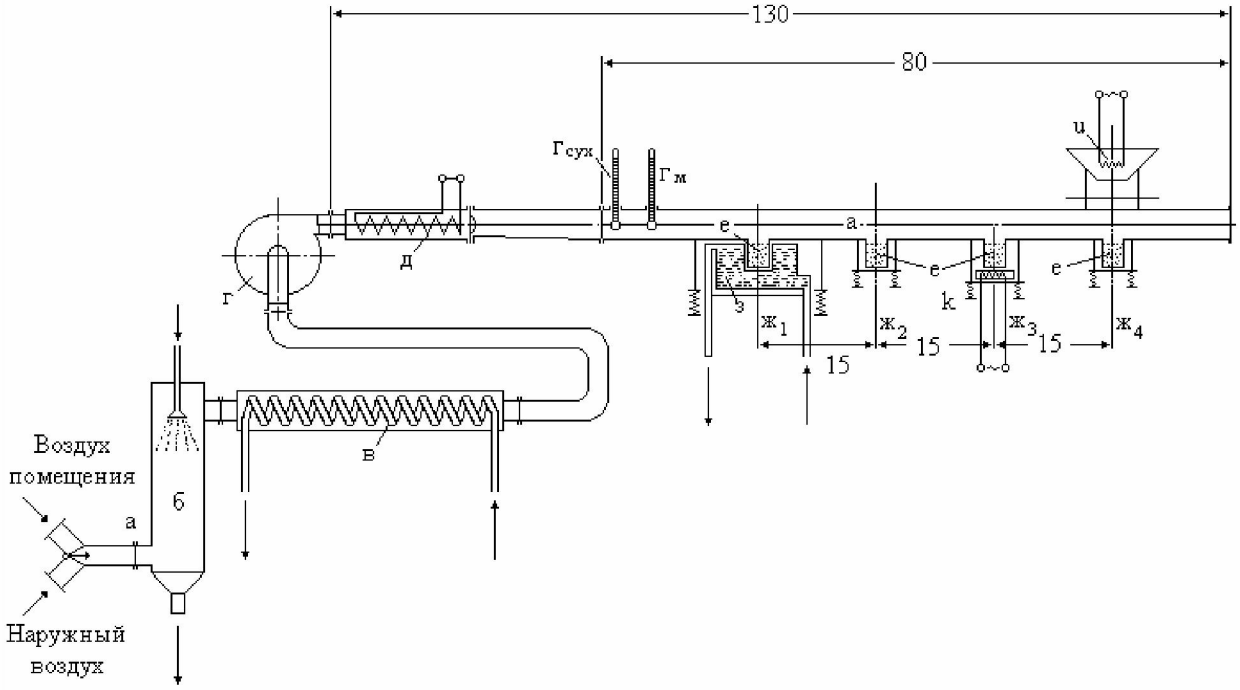


Рис. 1. Схема установки для исследования процесса сушки

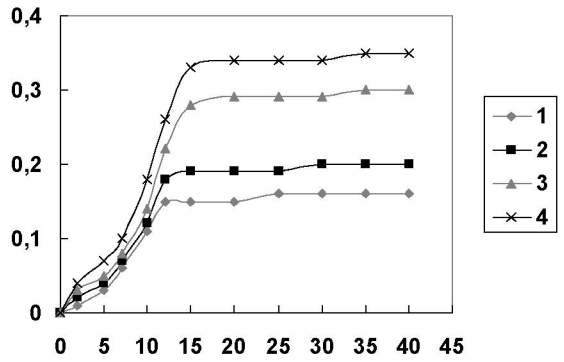


Рис. 2. Двухсторонняя сушка электрофоретичеких осадков биметаллических алкоксидных комплексов с толщиной слоя 2 мм при температуре воздуха 25°С и относительной его влажности 53,7 %. Ось абсцисс - средняя "свободная" влажность $X_м$, вес. %; ось ординат - скорость сушки g_D, г/см²·ч. Обозначения кривых: (1) – скорость воздуха 1 см/с; (2) – скорость воздуха 2 см/с; (3) – скорость воздуха 3 см/с; (4) – скорость воздуха 4 см/с

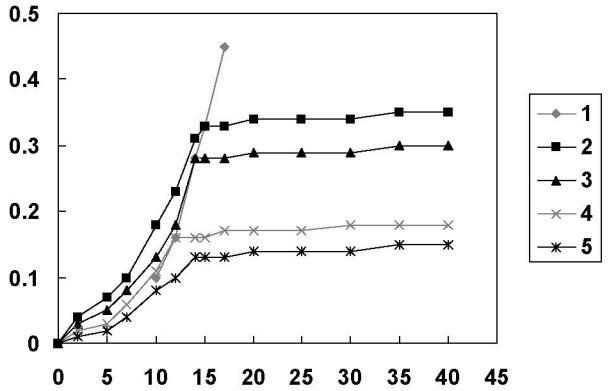


Рис. 3. Двухсторонняя сушка электрофоретического осадка биметаллических алкоксидных комплексов в изопропаноле с толщиной слоя 2 мм при температуре мокрого термометра. Ось абсцисс - средняя "свободная" влажность $X_м$, вес. %, ось ординат – скорость сушки g_D, г/см²·ч. Температура воздуха t_L = 25°С, его скорость w = 2 см/с. (1) - критических точек при температуре образца около 19 °С; (2) - температура воздуха 45°С, температура образца около 35°С; (3) - температура воздуха 35°С, температура образца около 26°С; (4) - температура воздуха 25°С, температура образца около 19°С; (5) - температура воздуха 15°С, температура образца около 10°С

по результатам исследований сушки плоских пластин в потоке воздуха, температура, относительная влажность и скорость которого могли меняться. Содержание «свободной влаги» дано в процентах к весу сухого материала, причем вес «сухого материала» определялся по изотермам сорбции при равновесии с воздухом такого состояния, какое он имел при опытах. Результаты исследования плоских пластин с размерами 20 х 20 мм с различной толщиной электрофоретического осадка (от 0,5 до 2 мм) в сушильном канале позволили выявить следующие закономерности. Не смотря на различие электрофоретических осадков (простых или биметаллических комплексов) все критические точки укладываются на одну общую кривую. Однако простая экстраполяция кривых скорости сушки не приводит к скорости, равной нулю при влагосодержании X = 0. Очевидно, здесь также имеет место третий период сушки.

В этих опытах ускорение сушки происходило при повышенной температуре материала. При исследовании сушки всех электрофоретических осадков в первом периоде температура внутри материала близка была к температуре мокрого термометра. Такие же результаты были получены при сушке с постоянной температурой воздуха, но при разной его относительной влажности. Температура материала также получалась различной.

На рис. 3 и 4 представлены кривые, проходящие через критические точки при температуре материала 19°С, согласно рис. 2.

Там же даны кривые скорости сушки при других температурах материала. Как видно из графиков, при более высокой температуре влажность материала в критической точке оказывается меньше, а при низких температурах - выше. Из других исследований, здесь не описываемых, было найдено, что ординаты критических точек при разных температурах изменяются с изменением вязкости дисперсионной среды, причем обратно пропорционально.

Исследования показали, что капиллярная проводимость тем больше, чем больше размеры имеют частички осадков, а следовательно, что критическая влажность материала тем меньше, чем больше размеры его частичек. Влагоотдача осадков происходила с постоянной скоростью. По мере сушки прослойки влаги между частицами делались все тоньше. При достижении некоторой влажности скорость удаления влаги перестает

1 - кривая критических точек при температуре образца около 19°С;
2 - относительная влажность воздуха 18,7 %, температура образца около 12°С;
3 - относительная влажность воздуха 21 %, температура образца около 12,5°С;
4 - относительная влажность воздуха 53,7 5, температура образца около 19°С;
5 - относительная влажность воздуха 75,8 %, температура образца около 22°С.

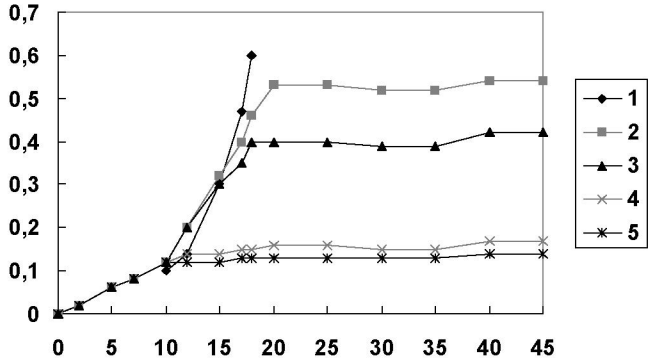


Рис. 4. Двухсторонняя сушка электрофоретического осадка биметаллических алкоксидных комплексов в изопропаноле с толщиной слоя 2 мм при температуре мокрого термометра. Ось абсцисс – средняя "свободная" влажность $X_м$, вес. %; ось ординат – скорость сушки g_D, г/см²·ч. Температура воздуха t_L = 25°С, его скорость w = 2 см/с В этих опытах ускорение сушки происходило при пониженной температуре материала

быть постоянной. Это наступало тогда, когда осадки затвердевали и превращались в материал с достаточно стабильной капиллярной системой, имеющей определенную величину капиллярной проводимости. До этого момента достаточно самой незначительной разности влагосодержания для переноса влаги к поверхности материала. Во втором периоде сушки, который проходит с уменьшающейся скоростью, в любой момент нет четко выраженной зоны испарения влаги, и переход от гигроскопической влажности к равновесной происходит постепенно в течение длительного промежутка времени.

Сушка электрофоретических осадков из свежеприготовленных золей алкоксидов металлов. Электрофоретические осадки из свежеприготовленных алкоксидов металлов отличаются от рассмотренных выше материалов тем, что в них нет пор, заполненных воздухом, в которых могла бы происходить диффузия пара. Это свойство можно охарактеризовать тем, что принять значение коэффициента сопротивления диффузии μ равным бесконечности. Выше было показано, что в этом случае сушка грубо капиллярных материалов характеризуется кривой, проходящей через критические точки. Но так как электрофоретические осадки не являются грубо капиллярным материалом, то при сушке этого материала необходимо учесть следующие положения.

Перенос влаги в жидкой фазе под действием капиллярного всасывания, разности осмотического давления или другой аналогичной силы может быть описан выражением

$$g_W = - ж \frac{d\Gamma_W}{dz}. \qquad (2)$$

При этом безразлично, чем определяется значение коэффициента влагопроводности: переносом под действием капиллярного всасывания или диффузией жидкости из одной части вещества в другую. Очевидно, что перенос влаги здесь происходит не под действием градиента давления пара dP_D/dz, а под действием градиента концентрации влаги $d\Gamma_W/dz$.

Сушка материалов, внутри которых невозможна диффузия пара, происходит так, что после достижения критической влажности процесс характеризуется кривой критических точек. В подавляющем большинстве случаев при более высокой температуре и скорости воздуха экспериментальные точки лежат выше, чем те точки, которые характеризуют процесс сушки при более низкой температуре и меньшей скорости воздуха.

Критические точки в данных экспериментах не исследовались. Температура материала всегда была практически равна температуре воздуха. Это можно объяснить тем, что при любых внешних условиях на поверхности материала устанавливается равновесная влажность, соответствующая изотермам сорбции при данных внешних условиях (количество свободной влаги равно нулю), и весь процесс сушки определяется количеством влаги, которая переносится изнутри на поверхность в жидкой фазе [4].

Из анализа результатов экспериментальных исследований таких материалов, внутри которых не может происходить диффузия пара, следует,

что для них имеется одна кривая скорости сушки, которая совпадает с кривой критических точек. Скорость сушки, соответствующая какому-либо значению отношения $X_м/X_о$, обратно пропорциональна толщине материала s. В связи с этим длительность сушки растет, как и квадрат толщины. Увеличение скорости сушки таких материалов за счет увеличения скорости воздуха либо невозможно вообще, либо очень незначительно. Эти свойства характерны не только для исследуемых материалов, но и для глины, желатина и аналогичных материалов [7-9].

Анализ процесса сушки. Рассмотрев результаты экспериментального изучения процессов переноса дисперсионной жидкости в электрофоретических осадках при сушке, когда в сушильной камере поддерживалась постоянная, не превышающая 50 ^{0}С температура, а основными процессами были диффузия пара и капиллярный перенос жидкости, были найдены следующие закономерности, которые в дальнейшем были использованы для простых расчетов параметров сушки: 1) начальной скорости сушки g_D, первого периода; 2) конечной скорости сушки g_{DE} второго её периода, знание которой вместе с известным положением критической точки позволяет достаточно точно охарактеризовать второй период сушки; 3) изменения скорости сушки в третьем периоде в материалах со сложной капиллярной системой, при которой второй период сушки продолжается только до известной влажности материала, когда локальная влажность во всех его точках не превышает гигроскопической. При достижении равновесной влажности скорость сушки падает до нуля.

Знание этих скоростей дает возможность, хотя и ориентировочно, но просто определить длительность сушки материала при любом способе сушки. Определение перечисленных скоростей оказывается достаточно простым, так как оно требует учета не всех возможных переносов (тепла, жидкости и пара), а только переноса тепла и пара. Кроме того, при определении g_{D1} можно принять, что в первом периоде сушки каждый из этих процессов является стационарным. Точно так же и при определении g_{DE} можно считать, что в конце второго периода сушки оба этих процесса также оказываются стационарными.

Для определения скорости сушки в третьем периоде можно принять допущение, что она изменяется по прямолинейному закону [3]. Вначале рассматривается первый период сушки, когда скорость сушки с некоторым приближением можно считать постоянной и зависящей только от внешних условий. При разных способах сушки создаются различные внешние условия тепло- и массообмена [4]. В зависимости от условий теплообмена следует различать следующие способы сушки:

1. Конвективная сушка, при которой теплоноситель является одновременно и сушильным агентом. Сюда относятся воздушная сушка, сушка при небольшом вакууме, сушка перегретым паром и сушка дымовыми газами.

2. Радиационная сушка, когда передача энергии излучения дополняет теплопередачу или является единственным источником снабжения энергией, необходимой для сушки.

3. Контактная сушка, когда необходимое для сушки тепло подводится к материалу за счет контакта с обогреваемыми поверхностями (вальцовые и барабанные сушилки, вакуумная сушка с контактным обогревом и др.).

Для всех этих способов скорость сушки в первый период может быть подсчитана довольно просто. Конец первого периода сушки, т.е. критическая точка, положение которой зависит от капиллярных свойств материала, в настоящее время может быть определен только экспериментально. Можно с некоторой степенью приближения получить координаты критической точки, если известна эта точка для другого материала, близкого по свойствам к исследуемому (используя кривую критических точек). Положение этой кривой существенно зависит от формы материала (плоская пластина, цилиндр).

Конец сушки, зависящий от толщины материала и условий диффузии и теплообмена, также рассчитывается. Для материалов со сложной смешанной капиллярной системой, включающей как тонкие, так и грубые капилляры требуется подсчитать скорость сушки во втором периоде, тогда можно получить представление о всем протекании процесса сушки во втором периоде.

Третий период сушки материалов со смешанной капиллярной системой, с одной стороны, зависит от диффузионных свойств материала и внешних условий, а, с другой стороны, также и от влагосодержания материала. Так как диффузионные свойства таких материалов в процессе

сушки практически не меняются, то можно достаточно просто математически описать процесс сушки в этом периоде. Таким образом, проведя анализ некоторых видов сушки, можно прийти к следующим выводам.

Были изучены все виды сушки с внешним подводом тепла (сушка излучением, конвективная сушка). Найдено, что все три периода сушки в вакууме протекают так же, как и при воздушной сушке. В критической точке заканчивается первый период. В соответствии с направлением передачи тепла (по направлению переноса пара или в противоположном направлении) высушивание начинается с той стороны, с которой проводится тепло, т.е. при конвективной и радиационной сушке у поверхности, примыкающей к сушильному агенту, а при контактной сушке у поверхности, противоположной той, которая примыкает к сушильному агенту. Перенос влаги в жидком состоянии и диффузия пара подчиняются здесь тем же закономерностям, что и конвективная сушка.

При таких способах сушки пористых материалов, при которых выделение тепла происходит внутри материала (высокочастотная сушка и периодическая сушка в вакууме), при соблюдении известных условий можно добиться того, чтобы испарение влаги происходило одинаково во всех точках материала при равномерном поле влажности в нем. Тогда на кривой сушки критической точки не получается. Скорость сушки при этом оказывается зависящей от интенсивности подвода тепла.

Проведенный анализ экспериментальных результатов выявил влияние формы образцов на скорость сушки: чем больше отношение поверхности материала к объему, тем быстрее происходит сушка. При одинаковой скорости сушки в первом ее периоде g_{D1} скорость сушки на протяжении всего процесса при большом значении отношения поверхности материала к его объему получается больше по следующим причинам:

1. Чем больше отношение поверхности материала к его объему, тем меньше критическая влажность. Это значит, что максимальная скорость сушки g_{D1} имеет место в большем интервале влажности материала.

2. На большей части второго периода сушки скорость оказывается более высокой.

3.Чем больше отношение поверхности материала к его объему, тем меньше получается влагосодержание материала в начале третьего периода сушки.

Структура электрофоретических осадков. Преимущества электрофореза в возможности весьма тонко регулировать толщину покрытий, равномерно наносить порошок различной дисперсности на изделия сложной формы, повышать производительность благодаря большой скорости осаждения, сокращать расход материалов - все это позволяет уделять этому методу большое внимание [8].

Свойства осажденных слоев определяются их составом, а следовательно, вводя в покрытие различные компоненты, в широких пределах изменять их служебные характеристики. Однако при этом необходимо учитывать такие особенности дисперсных частиц как величина поверхностного заряда, которая значительно влияет на интенсивность электрофоретического осаждения. Недостатком электрофореза является слабое сцепление осадка с поверхностью основы. Наиболее эффективной формой упрочнения является жидкофазное спекание электрофоретических осадков, когда жидкая фаза подступает из подслоя. В нашем случае при термообработке происходит 2 процесса: расплав осадка и его термодеструкция. В конечном итоге кинетика этих процессов в значительной степени определяется структурой электрофоретических осадков, их пористостью, формой, размером и распределением пор. Одной из задач данного исследования было изучить структуру осадков и параметры электрофореза золей алкоголятов металлов, представляющих интерес с точки зрения получения износо-, электро- и коррозионно- стойких оксидных покрытий.

Основными параметрами электрофореза, определяющими интенсивность формирования и структуру осадков, являются напряженность электрического поля и длительность процесса. Пределы изменения напряженности поля зависят от состава суспензии, электрокинетического потенциала частиц, электропроводности дисперсионной среды. Оптимальная напряженность поля для рассмотренных дисперсных систем составляет от 75 В/см до 100 В/см. Если при малой напряженности существует пропорциональная ее зависимость с выходом осадка, то при $U > 100$ В/см скорость роста осадков уменьшается. Это, как уже отмечалось выше, можно объяснить протеканием побочных конкурирующих электрохимических процессов. Аналогичный характер имеет

зависимость выхода осадка от длительности осаждения электрофорезом, причем различие в интенсивности осаждения материалов различной природы возрастает с увеличением времени процесса.

Интенсивность процесса, характеризуемая выходом осадка на единицу покрываемой поверхности, существенно зависит от вида дисперсных частиц, и нужно принимать во внимание плотность осаждаемого материала. Отношение выхода осадка к плотности материала характеризует толщину компактного покрытия. Для исследованных соединений она изменялась в пределах от (100±50) мкм. Поскольку пористость электрофоретических осадков из материалов данного класса составляет (55 ± 5) %, фактическая толщина слоев в 2-3 раза выше расчетной. При нанесении двух компонентных электрофоретических покрытий их толщина изменяется в сравнительно узких пределах несмотря на то, что соотношение компонентов в композициях варьировалось достаточно широко (табл. 1).

Таблица 1. **Характеристика электрофоретических осадков**

Осадок	Соотношение компонентов	Аддитивная плотность, г/см^3	Выход, 10^{-3} г/см^2	Толщина, см
$Al(OR)_3$	–	6,4	832	0,13
$Zr(OR)_4$	–	6,5	910	0,14
$Ti(OR)_4$	–	5,8	754	0,13
$Ba(OR)_2 + Ti(OR)_4$	1 : 1	6,1	671	0,11
$Ba(OR)_2 + Ti : (OR)_4$	1 : 4	5,7	627	0,11
$Zr(OR)_4 + Y(OR)_3$	1 : 1	6,0	600	0,10
$Zr(OR)_4 + Y (OR)_3$	10 : 1	5,4	594	0,11

Стадии образования структуры гидрогеля и его превращения в ксерогель являются важными этапами формирования удельной поверхности и пористости геля [9], причем во время сушки гидрогелей, имеющих агрегатные свойства микропористых ксерогелей, уменьшаются их удельная поверхность и объем пор, а в процессе сушки мезо- и макропористых гелей – только удельная поверхность [10]. Верхний предел изменения этих параметров определяется дисперсностью гидрогеля, нижний – степенью зарастания контактов между частицами в процессе сушки и зависит от химического состава дисперсионной среды, времени и температуры старения, условий высушивания. Уменьшения характеристического размера вторичных частиц при этом не наблюдается.

В настоящей работе показано изменение координационных чисел и размера вторичных частиц, а также объема пор и удельной поверхности гелей. Для измерения удельной поверхности и пористости полученных гелей использовали гравиметрический сорбционный метод, основанный на конденсации паров тетрахлорида углерода. Электронно-микроскопическое исследование образцов проводили методом оттенения порошка на приборе JEM 100 CX со сканирующей приставкой. Экспериментальные данные показали, что основу ажурного пористого скелета гелей составляют сфероидальные частицы и их агрегаты произвольной формы. Адсорбционно-структурные свойства частиц осуществляли с электронных микрофотографий размером 18 x 24 см при увеличениях 90 000, 120 000, 180 000, 210 000 на приборе Leitz ASM (ФРГ). В расчет включали не менее 200 частиц. Координационное число z упаковки частиц определяли по уравнению (3), приведенному в литературе [11].

$$\varepsilon = 1{,}0 - 0{,}12\, z + 0{,}00043\, z^2 , \qquad (3)$$

где ε - пористость.

Анализ полученных данных показывает, что величины предельного адсорбционного объема пор и удельной поверхности геля с ростом концентрации вещества возрастают, в то время как координационные числа частиц в ксерогелях падают (табл. 2).

Симбатный характер носят зависимости периметра P и площади сечения S частиц от их содержания в растворе. Из данных табл. 3 видно, что с ростом математического ожидания значений периметров и площадей частиц растет соответствующее стандартное отклонение σ_P и σ_S, т.е. исследуемые образцы становятся более полидисперсными, менее однородными по размерам частиц.

Таблица 2. **Адсорбционно-структурные свойства гелей**

№ образца	pH	Золь	C мас. %	$V_S \cdot 10^{-3}$, $м^3/кг$	S, $м^2/кг$	z
1	3,0	$Al(OC_3H_7)_3 + C_2H_5COOH$	0,1	0,13	216	12,0
2	6,0	$Al(OC_3H_7)_3$	0,1	0,15	356	12,0
3			0,3	0,24	444	8,5
4			0,7	0,34	572	7,0
5			1,5	0,41	585	6,4
6			3,0	0,57	590	5,4
7			5,0	0,44	561	6,2
8	3,0	$Ti(OC_4H_9)_4 + C_3H_7COOH$	0,1	0,64	200	5,0
9	6,2	$Ti(OC_4H_9)_4$	0,1	0,67	232	4,9
10			0,3	0,80	320	4,3
11			0,7	0,90	371	4,0
12			1,5	1,00	442	3,7
13			3,0	1,08	516	3,5
14			5,0	1,11	512	3,4
15	3,0	$BaTi(OC_4H_9)_6 + C_3H_7COOH$	0,1	0,60	200	4,8
16	6,4	$BaTi(OC_4H_9)_6$	0,1	0,96	306	3,8
17			0,3	1,00	420	3,7
18			0,7	1,15	5,1	3,4
19			1,5	1,30	600	3,2
20			3,0	1,63	648	2,8
21			5,0	1,52	600	2,9
22	3,0	$ZrY(OC_3H_7)_7 + C_2H_5COOH$	0,1	0,58	145	5,1
23	6,3	$ZrY(OC_3H_7)_7$	0,1	0,62	311	5,2
24			0,3	0,70	290	4,8
25			0,7	0,86	402	4,1
26			1,5	1,03	467	3,6
27			3,0	1,21	556	3,3
28			5,0	1,34	590	3,1

В результате прокаливания стандартное отклонение увеличивается, средний размер частиц уменьшается, количество мелких частиц с радиусом до (45 ± 5) нм возрастает, а крупных (с радиусами большими, чем 50 нм и до 90 нм) уменьшается.

Сравнение адсорбционных данных с параметрами закона распределения частиц по значениям P и S показывает, что величины теоретически рассчитанных удельных поверхностей из соотношения

$$S = \frac{6 \cdot 10^3}{2\rho r}, \qquad (4)$$

где $\rho = 2{,}2$ г/см^3, оказывается меньше, чем измеренные по адсорбции паров CCl_4 и рассчитанные методом БЭТ. Это говорит о том, что частицы гелей, кажущиеся когерентными на электронных микрофотографиях, в действительности являются кластерами более мелких первичных частиц.

Известно, что полимеризация алкоксидов в растворе приводит к образованию коллоидных частиц с радиусом $r \cong 2$ нм, но при этом не могут идти процессы их агрегации или гелеобразования, как при более низких значениях pH. Однако в присутствии воды частицы агрегируют, образуя пористые микро гелевые кластеры, или вторичные частицы, вырастающие до радиусов от 10 нм до 60 нм [11]. За этим процессом следует вторичная агрегация кластеров – высоко координированных агломератов первичных частиц, приводящая к образованию геля.

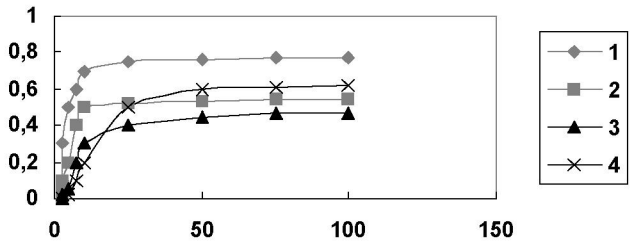
Основными факторами, контролирующими его пористую структуру, будут размеры вторичных частиц и число z их последующей координации в агрегаты микронных размеров. При этом надо иметь в виду, что, поскольку области плотноупакованных первичных частиц имеют различную конфигурацию и размеры, форма вторичных частиц может отличаться от сферической. Соот-

ношение между объемом пор и удельной поверхностью, измеренной методом БЭТ, при различных концентрациях дисперсной фазы и значениях pH показывает, что во всей изученной области pH с ростом концентрации воды происходит возрастание объема пор с возрастанием удельной поверхности, что должно соответствовать уменьшению размеров частиц. Однако размер кластеров, как видно из табл. 3, симбатно зависит от концентрации золя и значений pH.

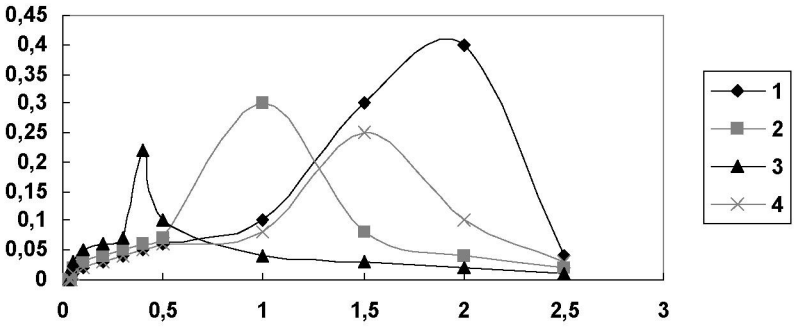
Таблица 3. **Характеристики распределения вторичных частиц геля по размерам**

№ образца	P, нм	σ_P, нм	S, нм^2	σ_S, нм^2	f	σ_f
6	225	94	2653	1925	0,68	0,19
10	225	76	2749	1771	0,67	0,14
14	294	102	4425	2543	0,64	0,15
22	165	67	1317	815	0,62	0,16
27	265	93	3881	2008	0,67	0,12
28	334	165	4748	3092	0,60	0,25
27*	285	70	4046	1839	0,64	0,16

*Соответствует непрокаленному образцу геля, модифицированному 3,0 масс. % C_2H_5COOH. P и S – значения периметра и площади сечения частицы, σ_p – стандартное отклонение соответствующих величин, f – фактор формы.



а



б

Рис. 5. Дифференциальные и интегральные кривые распределения пор по размерам в электрофоретических осадках.

(а) Ось абсцисс – давление P, МПа, ось ординат – отношение $\frac{V}{V_{обр}}$.

Обозначения кривых 1 - $Al(OR)_3$; 2 - $Zr(OR)_4$; 3 - $BaTi(OR)_6$; 4 - $ZrY(OR)_7$

(б) Ось абсцисс – диаметр пор, d мкм, ось ординат – изменение объема $\frac{\Delta V}{V_{ср}}$.

Обозначения кривых: 1 - $Al(OR)_3$; 2 - $Zr(OR)_4$; 3 - $BaTi(OR)_6$; 4 - $ZrY(OR)_7$

Кроме того, за счет понижения сил поверхностного натяжения в присутствии спирта гель становится более устойчивым к усадке во время сушки. Усилению структуры влажных гелей перед процессом высушивания и росту V_S способствует также увеличение гидрофобности поверхности с ростом pH. Логичным кажется увеличение пористости геля и возрастание соответствующих стандартных отклонений (табл. 3). Действительно, кластеры одного размера должны упаковываться более равномерно и с более высоким координационным числом по сравнению со смесью частиц разных размеров, когда образуется гель с более широкими порами.

Методом ртутной порометрии на приборе «Микромеритикс» была определена открытая пористость электрофоретических осадков и оценено распределение пор по размерам в виде интегральных и дифференциальных кривых рис. 5 [12].

Пористость покрытий определяли непосредственно после электрофоретического осаждения. По интегральным кривым видна различная пористость покрытий, что связано, по-видимому, с формой частиц гидролизованных алкоголятов: у алюминия игольчатая форма; у титанатов бария - округлая; у циркониевых составов - квадратная.

Все это сказывается на укладке их в процессе электрофореза. Вертикальный участок интегральных кривых свидетельствует о наличии поровых каналов (рисунок 5 б) размером 2,7; 2,4 мкм. Количество их в осадке $Al(OR)_3$ составляет 50 %, а в $Zr(OR)_4$ примерно 30 %. Пологий участок кривых отражает существование тонких перетяжек тупиковых и щелевых пор (30 % и 20 % соответственно) размером от 0,01 до 0,10 мкм. Методом ртутной порометрии были определены удельная поверхность и размер частиц [12]. .Применение крупных частиц при электрофорезе, не изменяя общего характера интегральных кривых, приводит к увеличению размера пор в каналах.

Таким образом, высушенные электрофоретические осадки гидролизованных алкоголятов металлов являются пористыми с преобладанием проницаемой пористости. Максимальный проницаемый размер пор составляет несколько микрон, т.е. к ним применимы законы капиллярных явлений.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Seiders R.P.* An overview of ARO - Sponsored Nanomaterials Science Projects/ Nato advanced research workshop on «Nanoparticles in solids and solution - an integrated approach to their preparation and characterization». March 8-13. Hungary, 1996.

2. New ceramics retain strength at high temperatures // Atoms Jap. V. 41, N 12. P. 20-26.

3. Новая керамика / Под ред. Н. П. Будникова. М.: Стройиздат, 1969. 312 с.

4. *Pei-Lin Chen,* I-Wei Chen Sintering of fine oxide powders:1. Microstructural evolution // J. Amer. Ceram. Soc. V. 79, N 12. P. 3129-3141.

5. *Sakka S.* Gel method for making glass. P. 129-167 in Treatise on materials science and technology. V. 22. Glass III. Edited by M. Tomozawa and R. H. Doremus. Academic Press: New York, 1982.

6. *Dislich H.* Preparation of multicomponent glasses without fluid melts // Glastech. Ber. V. 44, N 1. P. 1-8.

7. *Roy R.* Ceramics by the solution-sol-gel route // Science. V. 238, N 12. P. 1664-1669; Smoluchowcki M. In Electrophoresis of proteins and chemistry of cell surface. New York: Reinhold Pub. Co., 1942. P. 49-50.

8. *Цутилова И.Н.* Руководство к практическим занятиям по коллоидной химии. М.: Высшая школа, 1961. 342 с.

9. *Parreira H.C.* Electrophoresis in liquids of low dielectric coefficient // J. Colloid Interface Sci. V. 29, N 3. P. 432-438.

10. *Abramson H.A., Moyer L.S., Yoet A.* Vertical microelectrophoresis cell with non-polarizable electrodes // J. Am. Chem. Sci. V. 58, N 11. P. 2362-2364.

11. *Манн Ч., Барнес К.* Электрохимические реакции в неводных системах. М.: Химия, 1974. 479 с.; *Малов В.А.* Устойчивость и электрофоретическое осаждение суспензий окиси алюминия: Дис. … канд. хим. наук. Л., 1968. 136 с.

12. *Дейнега Ю.Ф., Ульберг З.Р.* Электрофоретические композиционные покрытия. М.: Химия, 1989. 240 с.; *Дейнега Ю.Ф., Ульберг З.Р., Эстрела-Льопис В.Р.* Электрофоретическое осаждение металлополимеров. Киев: Наукова думка, 1976. 255 с.

Резюме

Электроферотикалық тұнбалардың кебуінің кейбір құбылыстары қарастырылған, олардың режимдегі параметрлердің тұрақты мәндеріндегі байланысы (материалмен жалғасқан тұрған кездегі ауа температурасы, оның ылғалдылығы мен орын ауыстыру жылдамдығы, беттердің температурасы) зерттелген.

Summary

Some features of drying process of electrophoretic gel deposits were considered. The relationship between constant regime parameters such as air temperature, humidity, and shift velocity, temperature of surfaces contacted with materials and drying process was studied.

Поступила 12.10.07г.

О. Ю. ПРИХОДЬКО

СПЕКТР ЛОКАЛИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ В АМОРФНЫХ ПЛЕНКАХ As_2Se_3, МОДИФИЦИРОВАННЫХ Bi

Приведены результаты исследования электрических и оптических свойств и энергетического спектра локализованных состояний аморфных пленок селенида мышьяка (As_2Se_3), модифицированных висмутом. Концентрация примеси висмута в пленках составляла 15 ат.%. Установлено, что примесь Bi создает в запрещенной зоне пленок As_2Se_3 донорный уровень с глубиной залегания 0,1 эВ. Спектр локализованных состояний, определенный из анализа токов ограниченных пространственным зарядом, включает две группы ловушек: моноэнергетические с концентрацией $4 \cdot 10^{15}$ см$^{-3}$, расположенные на 0,56 эВ от края валентной зоны, и экспоненциально распределенные в интервале энергий от 0,11 до 0,19 эВ выше потолка валентной зоны.

Введение. Известно, что одним из перспективных методов управления свойствами халькогенидных стеклообразных полупроводников (ХСП) является их легирование путем совместного ионно-плазменного высокочастотного сораспыления исходного полупроводникового материала и примеси [1-3]. Так, например, в работах [3-5] было установлено, что в аморфных пленках селенида мышьяка с примесью висмута (a-As_2Se_3<Bi>), полученных методом высокочастотного ионно-плазменного сораспыления наблюдается существенное увеличение проводимости и изменение типа проводимости с дырочного (p) на электронный (n). Вывод о смене типа проводимости, который происходил при концентрации висмута в пленках, превышающей 4 ат.%, был сделан на основании измерений коэффициента термоэдс в широком температурном интервале (от 100 до 450 К) [5]. Смещение уровня Ферми ΔE_F относительно середины запрещенной зоны в пленках As_2Se_3<Bi> даже при максимальной концентрации примеси Bi, равной 9,8 ат.%, было незначительным (~0,1 эВ) [3]. На основании этих фактов в [2-5] был сделан вывод о собственном характере проводимости n-типа в пленках As_2Se_3<Bi>. В работе [6] была предложена микронеоднородная модель легирования халькогенидных стеклообразных полупроводников (ХСП), основы которой были заложены в [2]. С позиции этой модели и проведенных расчетов были проанализированы экспериментальные результаты по модифицированию пленок ХСП. В частности, было показано [6], что, несмотря на расположение уровня E_F вблизи середины запрещенной зоны в пленках As_2Se_3<Bi>, их проводимость является примесной. Примесный уровень, создаваемый атомами висмута, располагался в этом случае, также как и уровень E_F, в середине запрещенной зоны. Однако, в работах [7, 8] было установлено, что в пленках As_2Se_3<Bi>, полученных ионно-плазменным высокочастотным сораспылением, с концентрацией Bi, превышающей 10 ат. %, наблюдается существенное смещение уровня Ферми