

МОНГОЛ УЛСЫН ИХ СУРГУУЛЬ ШИНЖЛЭХ УХААНЫ СУРГУУЛЬ

МУИС-ийн Эрдэм шинжилгээний бичиг

ФИЗИК

№26 (490)



МУИС ПРЕСС ХЭВЛЭЛИЙН ГАЗАР
2018 он

Редакцийн зөвлөл:

Зөвлөлийн дарга:

Док. Проф. Ж.Даваасамбуу
Монгол Улсын Их Сургууль

Гишүүд:

- | | |
|----------------------------------|--------------------------|
| 1. Док. Проф. Б.Бурмаа | Монгол Улсын Их Сургууль |
| 2. Док. Проф. Н.Цогбадрах | Монгол Улсын Их Сургууль |
| 3. Док. Проф. П.Энхбаяр | Монгол Улсын Их Сургууль |
| 4. Док. Дэд проф. Ж.Ванчинхүү | Монгол Улсын Их Сургууль |
| 5. Док. Дэд проф. Д.Улам-Оргих | Монгол Улсын Их Сургууль |
| 6. Док. Дэд проф. Ц.Баатарчулуун | Монгол Улсын Их Сургууль |
| 7. Док. Ц.Энхбат | Шинжлэх Ухааны Академи |
| 8. Док. Ч.Содбилэг | Шинжлэх Ухааны Академи |
| 9. Док. Дэд проф. П.Мөнхбаатар | Монгол Улсын Их Сургууль |
| 10. Док. Дэд проф. С.Мөнхцэцэг | Монгол Улсын Их Сургууль |
| 11. Док. Дэд проф. Н.Төвжаргал | Монгол Улсын Их Сургууль |
| 12. Док. Дэд проф. Б.Мөнхбат | Монгол Улсын Их Сургууль |
| 13. Док. Дэд проф. С.Одмаа | Монгол Улсын Их Сургууль |
| 14. Док. Дэд проф. Х.Тэгшжаргал | Монгол Улсын Их Сургууль |
| 15. Док. Ч.Алдармаа | ШУТИС |

Дугаарыг эмхтгэсэн:

Редакцын зөвлөлийн нарийн бичгийн дарга

Док. Г.Эрдэнэ-Очир

Монгол Улсын Их Сургууль

МУИС-ийн ШУС-ийн Физикийн тэнхим,
© Монгол улсын их сургууль,
Их сургуулийн гудамж-1, Сүхбаатар дүүрэг,
Улаанбаатар – 210646, Монгол улс, 2018

ISSN 2311-1097

ГАРЧИГ

1. Солонгосын хойг болон түүний зэргэлдээх газар нутгуудын Релейн долгионы дисперсийн анализ
Б.Жавзандолгор, Жу Бон Гон.....1-5
2. Резонансны энергитэй нейтрон идэвхжилээр алт тодорхойлоход саад болох идэвхжил болон дулааны нейтроны нөлөөг бууруулах арга зүй
Д.Баатархүү, Н.Ганбаатар.....6-9
3. Микротроны ФНСС дээр резонансны нейтроноор идэвхжүүлж алт тодорхойлоход нейтроны урсгалын зөрөө, сулралыг тооцох
Д.Баатархүү, Н.Ганбаатар.....10-14
4. Нүүрстөрөгчийн нанометрийн эрэмбийн хэмжээтэй бүтцүүдийн механик онцлогууд
Ж. Ванчинхүү, Б. Бат-Эрдэнэ, Э. Баянжаргал.....15-19
5. Цөмийн өгөгдлийн JENDL-3.3 болон JENDL-4.0 санг ашигласан үр дүнгийн харьцуулалт
Т.Жамъянсүрэн, С. Одмаа.....20-24
6. SU(2) ба SU(3) бүлэгт суурилсан латтис гэж онолуудаас гарах физик үр дүнгүүдийн ялгаа
Г.Энхтуяа, Ч.Содбилэг, П.Баттогтох.....25-31
7. Поликристаллын дифракцийн үр дүнг боловсруулах
Ж.Даваасамбуу.....32-36
8. Тамсагийн сав газрын гүний тогтоц
Б.Даариймаа, Ц.Баатарчулуун.....37-40
9. Resonance states in the simple schematic two-body model
D.Dolzodmaa, G.Khuukhenkhuu, K.Katō, S.Davaa, A.Sarsembayeva, M.Odsuren.....41-43
10. Максвеллийн тэгшитгэлийн, өөрөө цуглуулагч оптик керр орчинд асимптот бөхөх гэрлийн соронзон долгио шийд. Түүний зарим хялбар хэрэглээ.
Г.Очирбат, О.Нямсүрэн, Д.Улам-Оргих.....44-48
11. Максвеллийн тэгшитгэлийн, өөрөө сарниулагч оптик керр орчинд асимптот бөхөх гэрлийн соронзон долгио шийд. Түүний зарим хялбар хэрэглээ.
Г.Очирбат, О.Нямсүрэн, Д.Улам-Оргих.....49-55
12. Properties of hydroxyapatite doped by fullerenes and carbon nanotubes
E.M. Shpilevsky, S.A. Filatov, G.Shilagardi, P.Tuvshintur, D.Ulam-Orgikh, D.Timur-Bator.....56-59
13. Molecular spectroscopy analysis of Alagtolgoi coal
S.Munkhtsetseg, O.Gerelmaa.....60-64

Солонгосын хойг болон түүний зэргэлдээх газар нутгуудын Релейн долгионы дисперсийн анализ

Б.Жавзандолгор^{1,*}, **Жу Бон Гон**²

¹ МУИС, ШУС, БУС, Геологи, Геофизикийн тэнхим

² Chonbuk National University, Department of Earth and Environmental Sciences

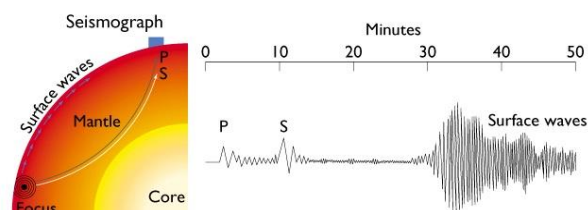
Энэхүү өгүүллээр Солонгосын хойг болон түүний ойр орчмын газар нутгууд болох Шар тэнгис, Япон тэнгисийн царцдас болон маангийн дээд хэсгийн хөндлөн долгионы хурдны 3 хэмжээст загварыг Релейн долгионы үндсэн давтамжийн дисперсийн анализаар тодорхойлох зорилго бүхий судалгааны ажлын анхдагч боловсруулалтын хэсгийг авч үзсэн болно. Солонгосын хойг болон түүний зэргэлдээх газар нутгуудын Релейн долгионы үндсэн давтамжийн группын хурдыг 5-180 сек үеийн утгуудадгаргаж авсан.

PACS numbers: 91.30. Jk, 91.30. Px, 91.35.-x

ОРШИЛ

Телесейсмик болон региональ зайд тархаж буй гадаргуугийн долгионы өгөгдлийн анализ нь газар хөдлөлийн үүсгүүрийн параметрууд, дэлхийн дотоод бүтцийн талаарх мэдээллийг глобал болон региональ түвшинд гаргаж өгдөг. Ялангуяа телесейсмик зайд бүртгэгдэж байгаа гадаргуугийн долгионууд нь үүсгүүр болон станц хоёрын хоорондох зам дагуух дэлхийн гүний бүтэц болон газар хөдлөлийн үүсгүүрийг тодорхойлох үзүүлэлтүүдийн талаарх мэдээллийг агуулж байдаг [1].

Сейсмограм дээр бүртгэгдэж байгаа хамгийн өндөр далайц бүхий багц долгионуудыг гадаргуугийн долгион гэх бөгөөд хамгийн сүйтгэгч чанартай долгион байдаг (Зураг 1).



Зураг 1. Газар хөдлөлийн долгион сейсмограмд бичигдэх байдал.

Харьцангуй урт үе бүхий эдгээр долгионууд нь маанти болон царцдасын үе давхрагуудын геометр болон физикийн үзүүлэлтүүдийн тодорхойлолтод чухал үүрэг гүйцэтгэдэг ба газар хөдлөлөөс үүсч буй сейсмийн долгионоор зөөгдөж буй энергийн ихэнхийг дамжуулдаг бөгөөд дэлхийн царцдас болон маангийн уян харимхай болон уян харимхай бус шинж

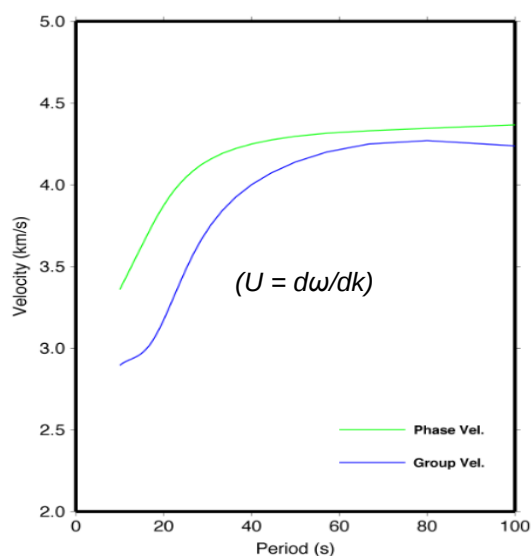
чанарын талаарх гол мэдээллүүдийг агуулж байдаг.

Релейн ба Лява долгион гэсэн 2 төрлийн гадаргуугийн долгион дэлхийн гадаргуу орчмоор тархдаг. Релейн долгион нь Р болон SV долгионуудын хослол байдаг бөгөөд тархалтын хавтгайд перпендикуляр чиглэлд туйлширч Р болон SV долгионуудын фазын шилжилтийн улмаас гадаргуу дээрх эгэл хэсгийн хөдөлгөөнийг эллипс болон ухрах хөдөлгөөнд оруулж байдаг. Гадаргуугийн долгионы нэг чухал онцлог чанар бол хэвтээ чиглэлд тархах хурд нь давтамжаас хамаарах буюу дисперсийн үзэгдлийг бий болгодогт оршино. Гадаргуугийн долгионы тархалтын хурд нь үе Т эсвэл давтамж ω -аас хамаарсан дисперсийн муруйгаар илэрхийлэгддэг. Энэ тохиолдолд тархалтын хурд нь группын хурд U-аар тодорхойлогдоно. Гадаргуугийн долгион мөн фазын хурдаар тархдаг. Бидний судалгааны хувьд группын хурд илүү ач холбогдолтой юм. Группын хурд нь үеэс хамаарч буурч эсвэл өсч болдог байхад фазын хурд нь монотон байдлаар өсдөг (Зураг 2) [1].

СУДАЛГААНЫ ТАЛБАЙН ТЕКТНИК БҮТЭЦ

Солонгосын хойгийн тектоник бүтцийн талаар ярихад зэргэлдээ орших Хятад, Японы тектоник бүтэцтэй хамтатган том талбайн хэмжээнд авч үзэх хэрэгтэй болдог. Хойгийг бүрдүүлж байгаа тектоник блокууд хэзээ, хэрхэн хэлбэржиж өнөөгийн байрлалд хүрч ирсэн бэ? гэдэг асуудал удаан хугацааны туршид байсаар байна.

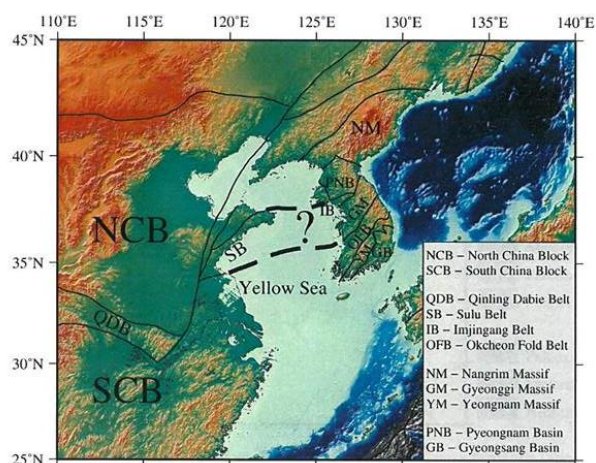
* Electronic address: javzandolgor@num.edu.mn



Зураг 2. Фазын хурд болон группын хурд.

Сүүлийн жилүүдэд зарим судлаачид Имгинганг бүслүүр болон Окчон атираат бүслүүр нь Хойд Хятадын блок болон Өмнөд Хятадын блокийн хоорондын мөргөлдөөний үед үүссэн бүслүүр байж болох юм гэсэн таамаглалыг зарим геологийн болон петрографийн баримт дээр үндэслэн гаргасан байна [2].

Хойг Нангрим, Кёнги, Ённам гэсэн Кембрийн өмнөх настай гурван гол массиваас тогтоно. Нангрим болон Кёнги массивууд нь Имганганг бүслүүрээр тусгаарлагдсан нарийхан тектоникийн заадас бөгөөд Хожуу Перм-Эрт Триасийн үед өндөр зэрэглэлийн метаморф үйл явцын үед үүссэн. Кёнги болон Ённам массивууд нь Окчон бүслүүрээр тусгаарлагдана (Зураг 3).



Зураг 3. Солонгосын хойг болон түүний зэргэлдээх газар нутгийн тектоник бүтэц (Chough et al., 2000).

Солонгосын хойг болон түүний зэргэлдээх газар нутгуудын царцдас болон маантийн дээд үе давхрагын хөндлөн долгионы бүтцийг релейн

долгионы дисперсээр тодорхойлох судалгааг тэсэлгээ буюу зохиомол чичирхийллээр үүсэх 0.2-1.2 секунд богино үетэй долгион болон 5-180 секунд урт үетэй холын хөдлөлийн буюу телесейсмик хөдлөлийн долгионуудыг ашиглан хийж маш бага гүний, дунд зэрэг гүний, их гүний царцдас давхрага болон дээд маантид тархах хөндлөн долгионы хурдны бүтцийг гарган авсан байдаг [3,4].

ӨГӨГДӨЛ БОЛОН ТҮҮНИЙ БОЛОВСРУУЛАЛТ

Зөвхөн өргөн зурвасын дунд үетэй 20 тоо/сек -д тасралтгүй бичигдсэн өгөгдлүүдийг энэ судалгааны ажилд сонгосон. Хүснэгт 1-д судалгаанд ашиглагдсан хөдлөлийн ерөнхий мэдээллүүдийг үзүүлээ. Хөдлөлийг сонгохдоо гипоцентрийн гүн нь 100 км-ээс бага байх ёстой гэсэн шаардлагыг тавьсан. Учир нь телесейсмик хөдлөлийн хувьд гипоцентрийн гүн их байвал гадаргуугийн долгионоор зөөгдөж байгаа энерги станц дээр суларч ирдэг.

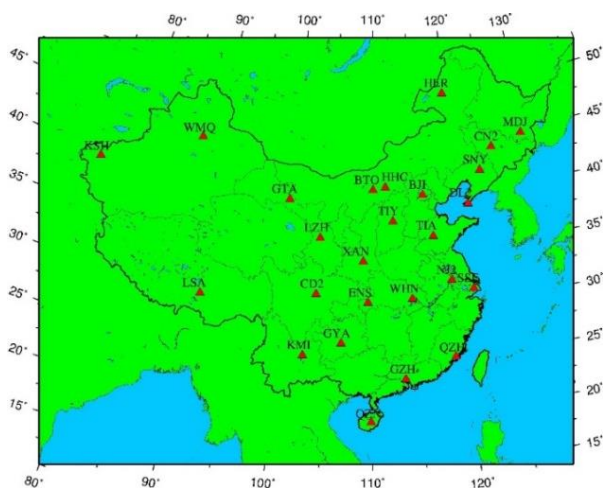
Хүснэгт 1. Хөдлөлийн ерөнхий мэдээллүүд

Хөдлөлийн тоо	220
Хөдлөлийн хугацааны интервал	[1996.01.01 - 2011.10.01]
Хөдлөлийн магнитуд	6 болон түүнээс дээш
Гипоцентрийн гүн	100км болон түүнээс бага (Нийт хөдлөлийн 50-иас илүү хувь нь 50км-ээс бага)
Хөдлөлийн эпицентруудийн байршил	Японы арлууд, Тайвань, Шичуань, Сахалиний арал, Оросын зүүн өмнөд эрэг гэх мэт
Судалгааны талбайн байршил	Өргөрөг = 25°-50° Уртраг 115°-145°

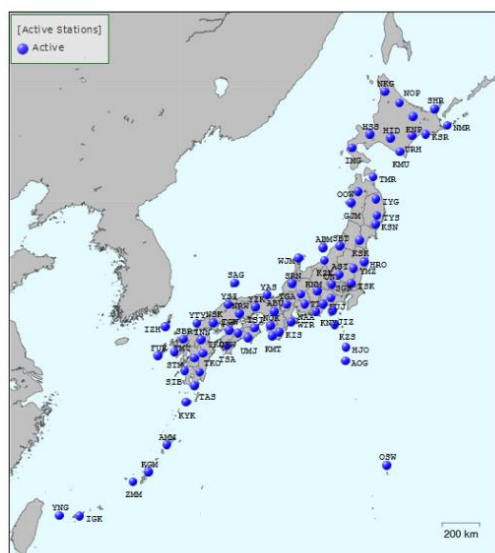
Өргөн зурвасын станцууд дээр бүртгэгдсэн өгөгдлийг Солонгосын дотоодын станцуудын хувьд КМА-18 станц (Зураг 4), Хятадын олон улсын сүлжээ станцуудын хувьд IRIS-IC-NCD-17 станц (Зураг 5), Японы улсын буюу дотоодын станцуудын хувьд F-net-85 станц (Зураг 6) зэрэг эх сурвалжуудаас цуглуулав. Хөдлөлийг сонгохдоо 6 болон түүнээс дээш магнитудтай, аль болох судалгааны талбайд ойр байх хөдлөлүүдийг сонгож группын хурдны тооцооллыг хийлээ. Нийт 220 хөдлөлийн 80 гаруй станц дээрх 3000 гаруй өгөгдөлд боловсруулалт буюу дисперсийн анализ хийж группын хурдны утгыг гаргаж авч эдгээрээс дараагийн шатны боловсруулалтад тавигдах шаардлагыг хангах 800-900 тооны группын хурдны өгөгдлийг түүж авсан.



Зураг 4. KMA:18 өргөн зурвасын станц (<http://web.kma.go.kr>)



Зураг 5. IRIS-IC-NCD: 17 өргөн зурвасын станц (<http://ds.iris.edu/mda>)



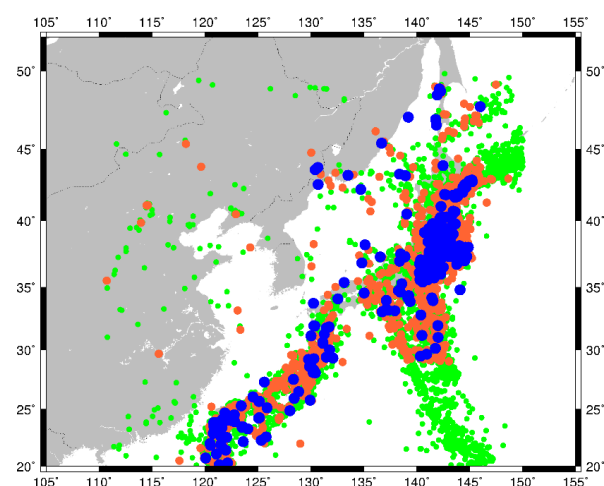
Зураг 6. F-Net: 85 өргөн зурвасын станц (www.fnet.bosai.go.jp/)

Сонгож авсан 220 хөдлөлийн байрлал, магнитуд, эхлэл цаг, гүний талаарх мэдээллийг жишээ болгон цөөн хэдэн хөдлөлөөр Хүснэгт 2-д харуулж байрлалыг Зураг 7-д үзүүлэв. Станцуудад бүртгэгдсэн анхдагч өгөгдлүүд дисперсийн муруйг тооцоолж гаргах боловсруулалтын шаардлага хангах эсэхийг сейсмограм тус бүрд нь спектр анализ хийх, үелсэн шүүлтүүр тавих зэрэг шалгууруудаар тогтоосон. Энэ шаардлагыг хангах нийтдээ 3000 гаруй сейсмограмын босоо байгуулагчийн (Релейн долгион) цацрагийн замыг Зураг 8-д дүрслэн харууллаа. Эндээс харахад судалгааны талбайг бүрхэж байгаа цацрагийн замын нягтаршил нь хангалттай их байна.

Хүснэгт 2. Судалгаанд сонгогдсон хөдлөлүүдийн байрлал, магнитуд, эхлэл цаг, гүний мэдээлэл

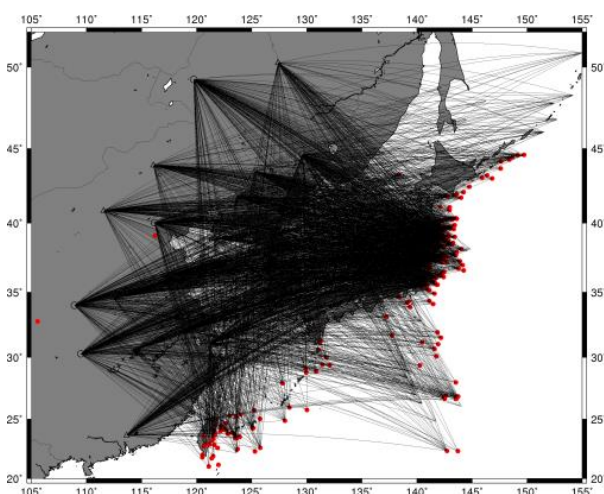
	Хөдлөлийн нэр	Маг	Эхлэл цаг	Өргөрөг, (°)	Уртраг, (°)	Гүн, км
1	OFF EAST COAST OF HONSHU, JAPAN	6.6	1996/02/16 15:22:57.8	37.34	142.47	33.00
2	TAIWAN REGION	6.3	1996/03/05 14:52:28	24.09	122.22	29.50
3	KURIL ISLANDS	6.2	1996/05/07 23:20:00.6	43.71	147.61	53.90
4	TAIWAN REGION	6.8	1996/09/05 23:42:06	21.90	121.50	20.00
5	NEAR EAST COAST OF HONSHU, JAPAN	6.2	1996/09/11 02:37:14	35.54	140.94	55.00
6	BONIN ISLANDS REGION	6.6	1996/11/06 20:00:58	28.00	143.54	9.00
7	OFF EAST COAST OF HONSHU, JAPAN	6.1	1996/11/20 02:27:47	34.35	141.13	33.00
8	RYUKYU ISLANDS	6.3	1997/01/17 15:53:13	28.81	129.95	33.00

9	HOKKAIDO, JAPAN REGION	6.0	1997/02/20 07:54:58	41.86	142.74	33.00
10	KYUSHU, JAPAN	6.1	1997/03/26 08:31:47	31.92	130.43	10.00
11	KYUSHU, JAPAN	6.1	1997/05/13 05:38:30	31.82	130.28	33.00
12	KURIL ISLANDS	6.1	1997/07/14 16:09:35	43.25	146.38	33.00
13	SOUTHWESTERN RYUKYU ISLANDS	6.1	1997/08/13 04:45:04	25.03	125.77	55.00
14	SOUTH OF HONSHU, JAPAN	6.0	1997/09/30 06:27:24	31.96	141.88	10.00
15	SOUTH OF HONSHU, JAPAN	6.1	1997/11/10 23:06:44	31.19	140.49	86.00
16	SOUTHEAST OF TAIWAN	7.5	1998/05/03 23:30:21	22.31	125.31	33.00



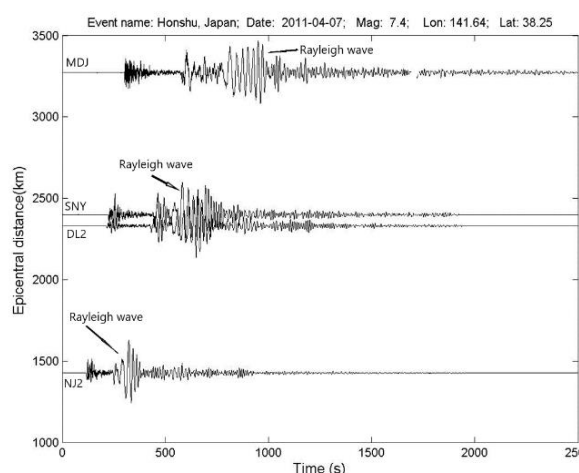
Зураг 7. Хөдлөлийн эпицентрүүдийн байршил.

Судалгааны хүрээнд сонгож авсан сейсмограмуудын нийтлэг төрх (Зураг 9)-т үзүүлсэн байдлаар дүрслэгдэнэ.



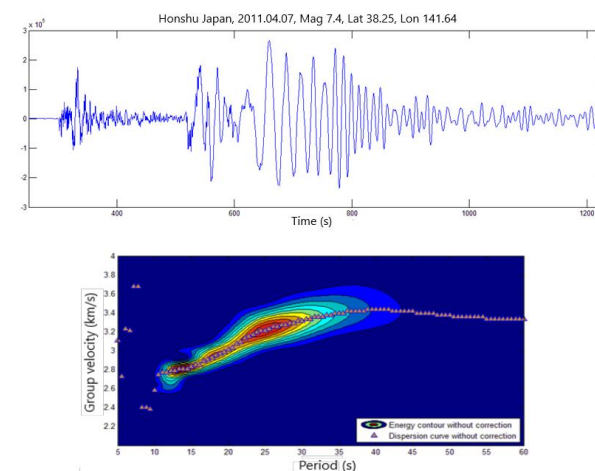
Зураг 8. Судалгааны ажилд сонгосон 220 хөдлөлийг 120 станцтай холбосон Релейн долгионы цацрагийн замууд. Бөөрөнхий - хөдлөлийн голомтууд, гурвалжин - станцууд.

Эдгээр хоёрдогч шатны боловсруулалтын шаардлага хангах сейсмограмуудыг А.М.Звонскийн олон шүүлтүүрийн анализийн [7] аргыг ашиглан дисперсийн анализ хийн группын хурдуудыг гарган авсан.



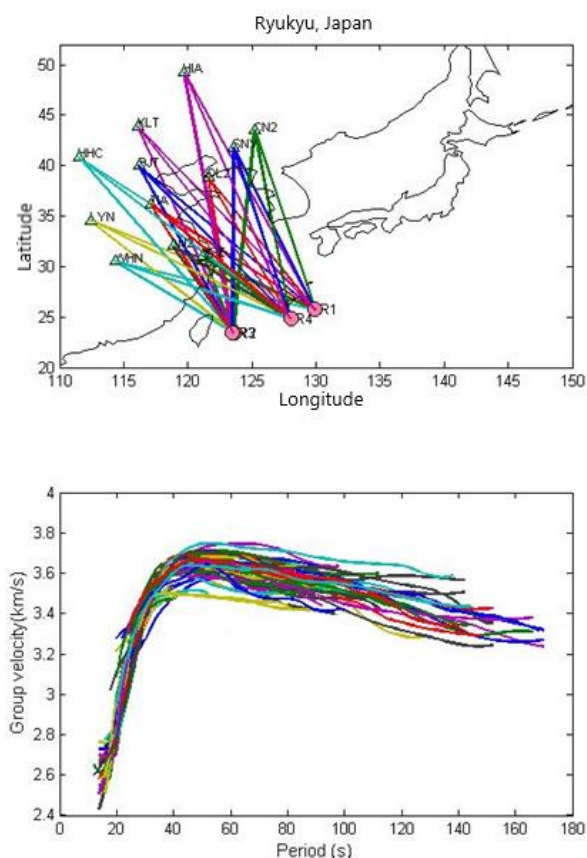
Зураг 9. Судалгаанд тавигдах шаардлага хангасан сейсмограмуудын ерөнхий төрх.

Энэхүү арга нь олон дахин дисперслэгдсэн дохионд боловсруулалт, дүн шинжилгээ хийхэд хурдан бөгөөд үр дүнтэй арга юм (Зураг 10). Анхдагч боловсруулалтын үр дүнд гарган авсан эдгээр муруйнуудыг синтетик буюу онолын сейсмограмтай [8] харьцуулан ажиглалт болон онолын загвар давхцаж байгааг шалгасан.



Зураг 10. Зургийн дээд хэсэг - станц дээр бүртгэгдсэн Релейн долгион буюу сейсмограмын босоо байгуулагч. Доод хэсэг - олон шүүлтүүрийн анализийн аргыг ашиглан гарган авсан дисперсийн муруй.

Энэ нь цаашдын боловсруулалт буюу хөндлөн долгионы хурдны бүтцийг гаргах инверсийн болон гадаргуугийн долгионы томографи хийх дараагийн боловсруулалтын үе шатны чанар болон шаардлагыг бүрэн хангасан өгөгдөл болж байгааг баталсан юм. Боловсруулалтын явцад шаардлага хангасан 800-900 дисперсийн муруйг гарган авсан. Эдгээр дисперсийн муруйнуудаас төлөөлөл болгон газар хөдлөлийн идэвхитэй голомтуудын нэг болох Японы Рьёку арлуудад болсон 4 хөдлөлийг сонгож эдгээр хөдлөлөөс Хятадын зүүн эрэг орчмоор байрлах станцуудад бүртгэгдсэн Релейн долгионы дисперсийн муруйнуудыг авч үзлээ (Зураг 11).



Зураг 11. Сонгосон 4 хөдлөлөөс сонгосон 12 станцын хооронд тархаж буй Релейн долгионы дисперсийн муруйнууд.

Гаргаж авсан дисперсийн муруйнуудаас харахад группын хурдны хамгийн их утга 40-50 секундйн завсарт харгалзаж байгаа нь энэ бүс нутагт хийсэн бусад судалгааны үр дүнтэй таарч байна [3,4]. Мөн бүх дисперсийн муруйн төрх Зураг 2-т үзүүлсэн группын хурдны хэлбэр төрхтэй тохирч байгаа нь цаашдын боловсруулалт буюу хөндлөн долгионы хурдны бүтцийг гаргах инверсийн болон гадаргуугийн долгионы томографи хийх дараагийн боловсруулалтын үе шатны чанар болон

шаардлагыг бүрэн хангасан өгөгдөл болж байна гэсэн чанарын үнэлгээг хийж байна.

ҮР ДҮН

Холын газар хөдлөлөөр үүсгэгдсэн урт үетэй (5-180 сек) Релейн долгионы дисперсийн анализийн үр дүнгээс харахад гаргаж авсан группын хурдны утга 2.4-3.8 км/с хооронд хэлбэлзэж байгаа нь харьцангуй өргөн завсарт өөрчлөгдөж байгааг харуулж байна. Мөн хөдлөлөөс станцууд хүртэлх Релейн долгионы цацаргийн замууд нь судалгааны талбайг хангалттай бүрхэж байна. Эдгээр нь тус талбайд тархаж буй хөндлөн долгионы хурдны 3 хэмжээст бүтцийг гаргах инверсийн боловсруулалтын шаардлагыг бүрэн хангасан мэдээллүүд болж байгаа юм.

НОМ ЗҮЙ

- [1] Romanowicz, B. Inversion of Surface Waves: A Review.
- [2] Chough, S.K., Kwon, S.T., Ree, J.H., Choi, D.K., 2000. Tectonic and sedimentary evolution of the Korean Peninsula: a review and new view. *Earth-Science Reviews* 52, 175-235.
- [3] Chang, S.J., Baag, C.E., 2006. Crustal structure in Southern Korea from Joint Analysis of regional broadband waveforms and travel times. *Bull. Seismol. Soc. Am.* 96.
- [4] Cho, K.H., Herrmann, R.B., Ammon, C.J., Lee, K., 2007. Imaging the upper crust of the Korean Peninsula by surface-wave tomography. *Bull. Seismol. Soc. Am.* 97, B, 198-207, doi: 10.1785/0120060096.
- [5] Goldstein, P., 1998. SAC User's Manual, Laurence Livermore National Lab. University of California.
- [6] Dziewonski, A. M., S. Bloch, and M. Landisman, 1969. A technique for the analysis of transient seismic signals, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 59, 427 - 444, 1969.
- [7] Herrmann, R.B., Ammon, C.J., 2002. Computer programs in seismology-3.30: overview, structure, www.eas.slu.edu/People/RBHerrmann/CPS330.html (last accessed October 2009).

Резонансны энергитэй нейтрон идэвхжилээр алт тодорхойлоход саад болох идэвхжил болон дулааны нейтроны нөлөөг бууруулах арга зүй

Д.Баатархүү*, Н.Ганбаатар

Цөмийн Физикийн Судалгааны Төв, Монгол улсын их сургууль, Монгол улс, Улаанбаатар, Баянзүрх дүүрэг, Энхтайвны өргөн чөлөө-122

Резонансны энергитэй нейтроны идэвхжилээр дээж дэх алт тодорхойлох үед саад болох элементүүдийн идэвхжил, тэдгээрийн гамма квант болон дээж шарах суваг дах дулааны нейтроны нөлөөг бууруулах арга зүй боловсруулж шинжилгээний нарийвчлалыг дээшлүүлэх боломжийг бүрдүүлсэн.

Түлхүүр үг: резонансны энергитэй нейтрон, дулааны нейтрон, гамма квант, саад болох идэвхжил

УДИРТГАЛ

Манай оронд дээж дэх алтыг тодорхойлоход хими-технологийн арга, атомын шингээлтийн болон плазмын индукцэн холбоотой атомын цацаргалтын спектрометрүүдийг хэрэглэж байна.

Алтны геологи хайгуул, хүдэр боловсруулах технологийн судалгаанд судалгааны реактор, хурдасгуур, 10^9 - 10^{11} н/сек нейтроны гаралттай изотоп үүсгүүр ашиглаж алтыг 0.1-0.01 ppm хэмжээнд мэдэрч тодорхойлсон байдаг [1-2].

Бидний бүтээсэн микротроны хурдассан электрон, саатлын гамма ба нейтрон цацраг нь атом, цөмийн физикийн суурь болон хэрэглээний судалгааны өргөн боломжийг бүрдүүлсэн.

Бид фото-нейтроны судалгааны систем (ФНСС) дээр алтны агуулгыг тодорхойлох арга зүй боловсруулж хэрэглэсэн цуврал судалгаа хийсэн [3-9].

Энэ ажилд алтны агуулга тодорхойлох шинжилгээний алдааны эх үүсвэр, дээжид байгаа бусад элементүүдийн саад болох идэвхжил мөн ФНСС дэх дулааны нейтроны нөлөөг тооцоолж багасгах замаар шинжилгээний нарийвчлалыг дээшлүүлэх асуудлыг авч үзсэн.

I. СУДАЛГААНЫ АРГА ЗҮЙ

Микротроны дулааны ба резонансны нейтрон идэвхжилийн аргаар алт тодорхойлоход хэрэглэгдэх цөмийн урвалын өгөгдлийг (хүснэгт 1)-д үзүүлэв.

Нейтрон идэвхжилийн аргаар алт тодорхойлоход хамгийн тохиромжтой урвал нь $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$ бөгөөд урвалын бүтээгдэхүүн ^{198}Au -ийн задралын 411.9 кэВ энергитэй гамма квантыг бүртгэж алтыг тодорхойлох нь тохиромжтой.

Хүснэгт 1. Алтны цөмийн дулааны ба резонансны нейтроноор явагдах урвал, үүссэн цөмийн задралын өгөгдөл.

Алтны изотоп	Тархалт, %	Урвалын огтлол, барн		Цөмийн урвал	Үүссэн изотоп Au^{198}	
		Дулааны нейтрон (0.025 эВ)	Резонансын энергитэй нейтрон, 1кэВ > E > 0.025эВ		T _{1/2} , цаг	E _γ , кэВ гаралт
^{197}Au	100	98.8	1551	$^{197}\text{Au}(n,\gamma)\text{Au}^{198}$	62.4	411.9 (0.95)

II. СААД БОЛОХ ҮЗЭГДЛҮҮДИЙН НӨЛӨӨГ ТООЦОХ, БАГАСГАХ АРГА

Саад болох үзэгдлүүдийн нөлөөг дээжийг шарж идэвхжүүлэх, цацраг идэвхийг хэмжих, хэмжилтийн үр дүн боловсруулах бүх үе шатуудад тооцно.

А. Саад болох урвал.

^{198}Au нь хурдан нейтроны $^{198}\text{Hg}(n,p)^{198}\text{Au}$; $^{201}\text{Tl}(n,\alpha)^{198}\text{Au}$ урвалаар үүсэх боломжтой. Гэвч ^{198}Hg -ийн байгалийн тархалт 10.02% ба алтны (n,γ) урвалын огтлолтой жишихэд (n,p) урвалын огтлол нь маш бага, алтны байгалийн ордуудад мөнгөн усны тогтоц байдаггүй. Саатлын гамма цацрагаар ^{238}U дээр үүссэн хурдан нейтрон

* Electronic address: ddd.baatarhuyu@gmail.com

ФНСС-д бүрэн удааширдаг тул дээжийг шарах сувагт хурдан нейтрон байхгүй. Мөн ^{201}Tl изотоп нь байгал дээр тогтвортой байдаггүй тул энэ хоёр изотопоос ^{198}Au үүсэж саад болохгүй.

Алтны ордууд, геологийн дээжид олон элементүүд байдгийг хэмжилтээр ажигласан ба

Хүснэгт 2. Геологийн алтны дээжид зонхилон дагалдах элементийн дундаж агуулга, (%)

Na	Cu	Fe	Mn	Zn	As	Sb
$10^{-2} \div 11.1$	$10^{-3} \div 24.0$	$10^{-1} \div 4.9$	$10^{-2} \div 3.0$	$10^{-3} \div 52.2$	$10^{-2} \div 1.2$	$10^{-3} \div 0.6$

Б. Саад болох идэвхжилийн харьцангуй эрчимийг тооцох, түүнийг багасгах.

Алт бүхий геологийн дээжид ихээхэн хэмжээгээр агуулагдах магадлалтай, алт тодорхойлоход голлон нөлөөлж саад болох элементүүдийн цөмийн физикийн (урвал, задралын) өгөгдлийг хүснэгт 3-т үзүүлэв.

Хүснэгт 3. Алт тодорхойлоход саад болох элементүүдийн урвал, задралын өгөгдлүүд

№	Изотоп	$\mathcal{G}_i$	(n,γ) урвалын огтлол, σ_i барн		$T_{1/2}$, цаг	Нөлөөлөх гамма квантын энерги (кэВ), гаралт (K_γ %)
			σ_{th}	σ_R		
1	^{23}Na	1.0	0.53	0.125	15.05	511 (1)
2	^{55}Mn	1.0	13.30	14.0	2.58	847 (0.99)
3	^{75}As	1.0	4.50	63.0	26.30	559 (0.45)
4	^{121}Sb	0.57	5.90	202.0	64.80	564 (0.72)

Эдгээр өгөгдлүүдийг ашиглан тухайн элементээс өгөх гамма квантын эрчимийг алтны 411,9 кэВ энергитэй гамма квантын эрчимтэй харьцуулан (1) томъёогоор (харьцангуй эрчимийг) бодож хүснэгт 4-д үзүүлэв.

$$I_{\text{харь}} = \frac{I_i}{I_{\text{Au}}};$$

$$I_i = S_i \cdot \lambda_i = \frac{m \cdot N_A \cdot \varepsilon \cdot \sigma_i}{M_i} K_{iy} \vartheta (1 - e^{-\lambda_i t}) \quad (1)$$

Энд: I-эрчим, K-гаралт, θ-изотопын байгалийн тархалт, λ-задралын тогтмол, t-хугацаа.

Хүснэгт 4. Алт тодорхойлоход саад болох гамма-квантын харьцангуй эрчим

Изотоп	E_γ , кэВ	$I_{\text{харь}}$ харьцангуй эрчим (алтны 411.9кэВ)	
		Дулааны нейтроноор идэвхжүүлэх	Резонансны нейтроноор идэвхжүүлэх
^{198}Au	412	1	1
^{24}Na	511	0.188	0.0057
^{56}Mn	847	8.453	0.5650
^{76}As	559	0.130	0.1140
^{121}Sb	564	1.970	0.2500

тэдгээрээс зонхилон дагалдах элементүүдийн дундаж агуулгыг хүснэгт 2-т үзүүлэв [4]. Эдгээрээс Na, Mn, Sb, As зэрэг элементүүд голлон нөлөөлөх боломжтой.

Хамгийн баян ордны алтны агуулга 0.001% (10 г/т) ихгүй, харин Na, Mn-ийн агуулга 0.050 % (500 г/т)-ээс хэтэрдэггүй, харьцаа нь (5:0.1) орчим байдаг. Энэ харьцаа мөн хүснэгт 4-өөс саад болох элементүүдийн гамма-квантын харьцангуй эрчим нь дулааны нейтроны хувьд $I_{\text{харь}}=9.4$ (Na) болон 422.7(Mn), резонансны нейтроны хувьд $I_{\text{харь}}=0.3$ (Na) болон 28.3 (Mn) байна. Эндээс резонансны нейтроноор шинжилгээ хийхэд 412 кэВ энергийн мужид фон бага байх, харин дулааны нейтроны тохиолдолд фон их байх нь харагдаж байна. Мөн хүснэгт 5-д саад бологч изотопуудын дулааны нейтроны идэвхжил алтны мөн идэвхжилээс хэд дахин их байгааг үзүүлэв. Эдгээрээс саад болох идэвхжилийг бууруулахын тулд дулааны нейтроны урсгалыг аль болохоор багасгах шаардлагатай байна.

Хүснэгт 5. Саад бологч изотопуудын ба алтны дулааны нейтроны идэвхжилтийн харьцаа, (%)

Үүсэх изотоп	Урвал	Нейтроны нийт идэвхжил дэх дулааны нейтроны идэвхжилт S_{th}^i , %	
^{197}Au	$^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$	6.0	S_{th}^i/S_{th}^{Au}
^{64}Cu	$^{63}\text{Cu}(n,\gamma)^{64}\text{Cu}$	47.8	7.9
^{24}Na	$^{23}\text{Na}(n,\gamma)^{24}\text{Na}$	62.3	10.4
^{56}Mn	$^{55}\text{Mn}(n,\gamma)^{56}\text{Mn}$	49.1	8.1
^{76}As	$^{75}\text{As}(n,\gamma)^{76}\text{As}$	6.1	1.1
^{121}Sb	$^{120}\text{Sb}(n,\gamma)^{121}\text{Sb}$	2.9	0.5

III. ДУЛААНЫ НЕЙТРОНЫ НӨЛӨӨГ ТООЦОЖ БУУРУУЛАХ

Иймд бид ФНСС-ийн дээж шарах суваг дахь дулааны нейтроныг хэмжих, нөлөөг нь бууруулахын тулд тухай байрлал дахь кадми харьцааг тодорхойлсон. Кадми дулааны нейтроныг шингээх огтлол асар их (^{113}Cd -ийн $\sigma_{th}=1.99 \cdot 10^4$ барн), 0.25 мм зузаан кадми ялтас 0.4 эВ хүртэл, 1 мм зузаан ялтас нь 0.55 эВ энергитэй нейтроныг ч шингээдэг [8,10]. Иймд дээжийг кадми бортогод хийж шарвал зөвхөн

резонансны энергитэй нейтроноор идэвхжинэ. Тухайн байрлал дахь дулааны ба резонансны нейтроны урсгалын харьцааг илэрхийлэх кадми харьцаа нь

$$R = 1 + \frac{\sigma_{th}}{I_{Res}} \cdot \frac{\Phi_{th}}{\Phi_{Res}} \quad (2)$$

гэж илэрхийлэгддэг. Энд, σ_{th} -дулааны нейтроноор явагдах урвалын огтлол, Φ_{th} -дулааны нейтроны урсгал, I_{Res} -резонансны интеграл, Φ_{Re} -резонансны нейтроны урсгал.

Манай микротроны ФНСС-ын шарлагын суваг дахь кадми харьцааг дан дулааны эсвэл резонансны нейтроны урвал ашиглах элементийн судалгаанд хэрэглэнэ. Зэс идэвхжүүлэн хэмжиж тогтоосон кадми харьцаагаар алтны кадми харьцаа

$$R_{Cd}^{Au} = 1 + (R_{Cd}^{Cu} - 1) \frac{I_{Res}^{Cu}}{I_{Res}^{Au}} \cdot \frac{\sigma_{th}^{Au}}{\sigma_{th}^{Cu}} \quad (3)$$

гэж илэрхийлэгдэнэ.

ОХУ-ын Дубна хот дахь ЦШНИ-ийн микротроны нейтроны төхөөрөмжийн дулааны ба резонансны нейтроны урсгалын харьцаа нэгтэй тэнцүү байрлалд алтны кадми харьцаа $R_{Cd} \approx 1.064$ байдаг [11,12]. Бид ФНСС-ийн сувгууд дахь алтны кадми харьцааг тодорхойлж хүснэгт 6-д үзүүлэв.

Хүснэгт 6. ФНСС-ийн шарлагын суваг дахь алтны кадми харьцаа.

Шарлагын суваг	1	2	3	4
$R_{Cd}(Au)$	1.17	1.19	1.20	1.21

Манай тохиолдолд шарлагын сувгуудад алтны кадми харьцаа $\sim 10\%$ их байгаа нь төхөөрөмжийн бүтэц мөн дээжийн полиэтилен сав дээрх нейтроны удаашралтай холбоотой. Алтны хувьд R_{Cd} ийм харьцангуй бага байгаа нь кадми бортогод дээж шарсан үед аналитик шугамын эрчмийг багасгахгүйгээр саад бологч элементүүдээс үүсэх фоныг бүрэн бууруулах боломжтойг харуулж байна.

IV. ДЭЭЖИЙН ИДЭВХИЙГ ХЭМЖИХЭД ГАРЧ БОЛОХ АЛДАА, ТҮҮНИЙГ ТООЦОХ

А. Саад болох идэвхжил.

^{24}Na , ^{56}Mn , ^{76}As , ^{122}Sb изотопуудын гамма шугамууд алтны 411.9 кэВ шугамтай давхцахгүй боловч детекторт үүсэх комптон сарнил нь Au^{198} изотопын 411.9 кэВ шугамын фоныг өсгөж алтны шугамын эрчмийг тодорхойлоход нөлөөлнө.

Үүнийг бууруулах үндсэн арга нь шарсан дээжийг хэмжихийн өмнө тодорхой хугацаагаар (24цаг) хүлээх хөргөлт юм. Энэ үер дээжид байж болох $^{24}\text{Na}(T_{1/2}=15\text{ц})$, $^{56}\text{Mn}(T_{1/2}=2.6\text{ц})$ изотопуудын идэвхжил бараг задарч дуусах ба ^{76}As изотопын идэвхжил үлэмж хэмжээгээр (хагас нь) задарна. Харин ^{121}Sb -ийн байгалийн тархалт 0.57, мөн ^{122}Sb -ийн хагас задралын үе ^{198}Au -ны задралын үетэй ойролцоо байдаг боловч 564 кэВ шугамын гаралт 0.72% тул комптон сарнилын нөлөө нь бага байна.

Б. Дээжид гамма квант сулрах.

Энэ нь дээжийн идэвхжилийг хэмжих үед алдааны нэгэн эх үүсвэр болох талтай. Алтны идэвхжилийг бүртгэх үед дээжийн х см зузаанд шингэсэн 411.9 кэВ энергитэй гамма шугамын эрчим дараах хуулиар суларна.

$$J = J_0(1 - e^{-\mu x}) \quad (4)$$

411.9 кэВ энергитэй гамма квантын алт дахь сулралын шугаман ба масс коэффициентууд харгалзан 0.2100 (1/см), 0.0011 (см²/г) байдаг боловч алтны 411.9 кэВ энергитэй гамма-квантын эрчмийн сулрал кварцад ордны дээжид 0.5%, сульфит металлын ордны дээжид 5% хүрч [4] тооцох шаардлагатай байгаа нь ажиглагдсан. Харин дээж ба стандартууд нь бүтцийн хувьд ойролцоо буюу ижил төрлийн бол дээж дэх сулралыг тооцохгүй.

V. ДҮГНЭЛТ

1. Микротроны ФНСС дээрх резонансны нейтрон идэвхжилийн арга нь байгалын цэвэр орд, ашигласан гадны хольцгүй (мөнгөн ус зэрэг ялгах бодис хэрэглээгүй) овоолго, геологи хайгуулын, (3-6) г/тн-оос багагүй алтны агуулгатай дээжийн шинжилгээнд тохиромжтой.
2. Кадми шүүлтүүрээр дулааны нейтроны нөлөөг бууруулж, резонансны энергитэй нейтроны $^{197}\text{Au}(n,\gamma)\text{Au}^{198}$ урвалыг ашиглах нь хамгийн тохиромжтой арга болно.
3. Идэвхжсэн дээжийг 24-48 цаг хүлээж хөргөх нь зонхилон саад болох ^{24}Na , ^{56}Mn , ^{76}As элементүүдийн урвалын бүтээгдэхүүний гамма-квантын комптон сарнилаас өгөх фоныг бууруулах, шинжилгээний нарийвчлалыг дээшлүүлэх үндсэн арга болно.
4. Au^{198} изотопын 411.9 кэВ энергитэй гамма-квантын дээж дэх сулралын коэффициентыг алтны кварцад болон сульфит металлын ордны дээжид тооцож байх ба бусад ордны

шинжилгээнд дээжтэй ойролцоо бүтэцтэй стандарт ашиглах нь тохиромжтой байна.

5. Микротроны саатлын гамма ба нейтрон идэвхжилийн аргыг сорьцын албанд цэвэршүүлсэн цэвэр алтан гулдмайн (цэвэршилт) хольцийг шалгах олон элементийн тандалын (чанар) судалгаанд ашиглахад нэн тохиромжтой.

НОМ ЗҮЙ

- [1] А.М. Беневоленский. и др. “АРГУС-21” реактор для ядерно-физических методов анализа и контроля. В кн: 4-ое совещание по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач, Дубна, 1982.
- [2] Г.Н. Флеров и др. Применение микротрона и $^{124}\text{Sb} + \text{Be}$ источника для анализа золотосодержащих продуктов: Химия, технология и анализа золота и серебра, Новосибирск, 1983.
- [3] D.Baatarhuu et al. Gold Determination in Gold-Containing Samples Using the Method of Neutron Activation Analysis. Workshop Siberian Geoanalytical Seminar, July 24-26, 2001 Irkutsk, Russia pp.27.
- [4] А.Карибай нар. Оценка возможности электронного ускорителя Микротрона МТ-22 для анализа в пробах из золоторудных месторождений, ISCP-2 Proceedings of the 2-nd International School on Contemporary Physics, pp. 208-217. Ulaanbaatar (2002).
- [5] D.Baatarhuu et.al. Bulk analysis method of gold determination in ores using epithermal neutrons of electron accelerator MICROTRON МТ-22. Preprint of JINR, E18-2004-96.
- [6] Д.Баатархүү нар, Резонансын нейтроны идэвхжилээр алтны агуулгыг тодорхойлох асуудалд, МУИС, ЭШБ №179(10), 2003, Улаанбаатар, х.173-178.
- [7] Д.Баатархүү нар. Резонансын нейтроноор алт тодорхойлсон дүн. Бүс нутгийн тогтвортой хөгжил, мэдээллийн технологи-2002, ЭШОТ-ийн бага хурал, Өлгий хот, 2002, х 70-74.
- [8] Д.Баатархүү и др, Методика определения Au в золотосодержащих образцах методом нейтронного активационного анализа. МУИС, Шинэ материалын хими технологийн төв, ЭШБ, 177(4), х.41-45, 2001.
- [9] D.Baatarhuu et al, Estimation possibility of determination gold in ores using photoneutrons of cyclic electron accelerator microtron МТ-22, ISCP-2 International School on Contemporary Physics, Book of Abstracts, Mongolia, 2002, p53.
- [10] J.Tolgyessy and M.Kyrs Radioanalytical chemistry, vol. 2, Bratislava, 1989, p35.
- [11] М.В. Фронтасьева. Нейтронный активационный анализ в науках о жизни. Физика элементарных частиц и атомного ядра ядра, 2011, т.42. вып. 4, стр. 646.
- [12] Ю.Г.Тетерев, Формирование полей эпитепловых нейтронов применению к задачам анализа элементного состава вещества. Автореферат, УДК 539. 1.06/18-88-111, Киев, 1988.

Микротроны ФНСС дээр резонансны нейтроноор идэвхжүүлж алт тодорхойлоход нейтроны урсгалын зөрөө, сулралыг тооцох

Д.Баатархүү*, Н.Ганбаатар

Цөмийн Физикийн Судалгааны Төв, Монгол улсын их сургууль, Монгол улс, Улаанбаатар, Баянзүрх дүүрэг, Энхтайвны өргөн чөлөө-122

Резонансны энергитэй нейтроны идэвхжилээр дээж дэх алтны агуулгыг тодорхойлоход шарлагын суваг дахь нейтроны нэгэн төрөл бус урсгалын нөлөө болон дээж дэх нейтроны урсгалын сулралыг тооцож шинжилгээний нарийвчлалыг дээшлүүлж болохыг үзүүлсэн.

Түлхүүр үг: резонансны нейтрон, алт, нейтроны урсгал сулрал

УДИРТГАЛ

Бидний бүтээсэн МУИС-ийн ЦФСТ-ийн микротрон МТ-22 [1] нь гамма болон нейтроны цацрагаар элементийн шинжилгээ хийх өргөн боломжийг бүрдүүлсэн. Бид зөвхөн алтны агуулгыг тодорхойлох арга зүй боловсруулах, хэрэглэх талаар судалгааны цуврал ажлыг хийсэн[2-8] ба энэ ажилд зарим хэмжилтийн нарийвчлан боловсруулсан үр дүнг оруулав.

Цөмийн идэвхжилийн судалгааны бүтээмжийг нэмэгдүүлэхийн тулд олон тооны дээж, стандартыг нэгэн зэрэг шарж идэвхжүүлдэг. Энэ тохиолдолд идэвхжүүлж байгаа цацрагийн оронгийн нэгэн төрөл байдал (энерги, урсгалын нягт) дээжээс дээжид өөрчлөгддөг. Энэ үед нейтроны урсгал удааширан, шингэж, сарниснаар спектр болон идэвхижүүлэлт нь өөрчлөгдөнө. Шинжилгээнд энэ өөрчлөлтийг тооцох эсвэл бууруулах замаар гарч болох алдааны эх үүсвэрийг багасгах шаардлагатай.

Энэ ажлын зорилго. Микротроны резонансны нейтроноор идэвхжүүлэн дээж дэх алтны агуулгыг тодорхойлох үеийн нейтроны энерги, урсгалын нягтын өөрчлөлт болон дээж идэвхжүүлэх үеийн алтны цөм дээрх нейтроны урсгалын сулралыг тооцох аргыг боловсруулахад оршино. Ажлын агуулга нь нэгэн зэрэг идэвхжүүлэн хийх олон элементийн шинжилгээнд урсгалын зөрөө сулралыг тооцож, шинжилгээний нарийвчлалыг эрс дээшлүүлэх боломжийг илэрхийлж байгаа юм.

1. ДЭЭЖИД АЛТ ТОДОРХОЙЛОХ АРГА ЗҮЙ

Фото-нейтроны судалгааны систем (ФНСС)–ийн резонансны нейтрон идэвхжилийн арга

(РНИА)-аар алт тодорхойлоход хамгийн тохиромжтой урвал нь $^{197}\text{Au}(n,\gamma)\text{Au}^{198}$ бөгөөд урвалаар үүссэн Au^{198} -ийн бета-задралын 411.9 кэВ энергитэй гамма квантыг бүртгэж алтыг тодорхойлдог.

Дээжид байгаа саад болох элементүүдийн идэвхжил, шарлагын суваг дахь дулааны нейтроны нөлөөг багасгаж, 411.9 кэВ –ийн шугамд харгалзах фоныг бууруулах аргыг [9] ажилд өгүүлсэн.

А. Дээж, стандарт, монитормыг идэвхжүүлэх.

Алтны агуулгыг гадаад стандартын харьцангуй аргаар тодорхойлох мөн боловсруулсан аргаа шалгахад Монгол улсын стандарт загваруудыг [10] ашигласан.

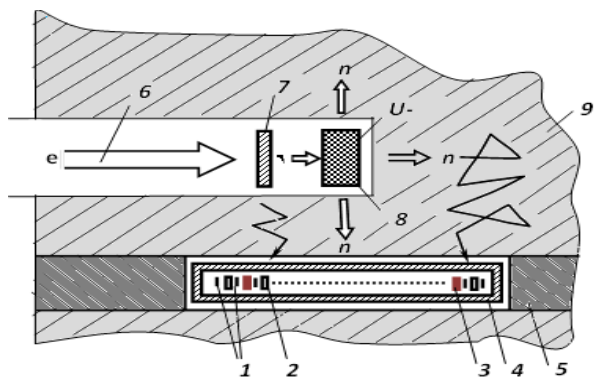
Дээжийг стандарт дээжтэй адил хэмжээнд нунтаглах ба ижил нягттай, 30-50 грамм жинтэйгээр адил хэмжээний цилиндр, полиэтилен саванд савлана. Нейтроны урсгалын зөрөөг тооцоолохын тулд зэс мониторуудыг дээж болон стандарт бүрийн завсарт байрлуулна. Эдгээрийг кадми бортогод хийж ФНСС-д нейтроноор шарж идэвхжүүлнэ (зураг.1).

Б. Хэмжилт.

Дээж идэвхжүүлэх, хөргөх, хэмжих тохиромжтой хугацаа нь нейтроны урсгалын нягт, дээж дэх алтны болон саад болох элементийн агуулга, урвалын огтлол, хагас задралын үеэс хамаарна. Дээж дэх алтны агуулга нь 411.9 кэВ энергитэй гамма квантын эрчмээр тодорхойлогдох тул үүнд харгалзах бүртгэгдсэн импульсийн тоог олно. Хэрэв алтны агуулга 1г/т –оос бага бол хэмжих хугацаа нэмэгдэнэ. Зэс

* Electronic address: ddd.baatarhuyu@gmail.com

монитор бүрийн хэмжилт 5 минут байхад хангалттай.



Зураг 1. ФНСС дэх алтны дээжийн байршил. 1-Монитор, 2-Дээж, 3-Стандарт, 4-Кадми бортого, 5-Дээж шаарх суваг, 6-Электроны урсгал, 7-Тантал бай, 8- ^{238}U бай, 9-Бал чулуун удаашируулагч.

II. ХУГАЦААНЫ ЗАСВАР

Нэг детекторт цувуулан хэмжсэн дээж ба стандарт, мониторийн импульсийн тоонд хүлээсэн хугацааны засварыг хийвэл, нэгэн зэрэг хэмжигдсэн үеийн импульсийн тоо, нь дараах (1) ба (2) томъёогоор илэрхийлэгдэнэ.

$$F_i = N_i \frac{e^{\lambda_{\text{Cu}, t_i, \text{Cu}}}}{P_{i, \text{Cu}}} \quad (1)$$

$$S_i = I_i \frac{e^{\lambda_{\text{Au}, t_i, \text{Au}}}}{P_{i, \text{Au}}} \quad (2)$$

Энд, N_i , I_i , i -дугаар зэс монитор, дээж, стандартыг хэмжихэд тоологдсон импульсийн тоо, λ_{Cu} , λ_{Au} - Cu^{64} ба Au^{198} -ийн задралын тогтмол, $t_{i, \text{Cu}}$, $t_{i, \text{Au}}$ - i -дугаар зэс монитор, дээж, стандартыг шаралт дууссанаас хойш хэмжилт эхлэх хүртэл хүлээсэн хугацаа, $P_{i, \text{Cu}}$, $P_{i, \text{Au}}$ - монитор, дээж ба стандартын жин.

Нейтроны урсгалын нягт бүх дээж, стандартад тогтмол байх үед, i -дугаар дээжийн алтны агуулга C_i -ийг гадаад стандарт ашиглан харьцаагаар тодорхойлно:

$$C_i = \frac{S_i}{S_{St}} C_{St} \quad (3)$$

Энд: S_i ба S_{St} нь (2)-д тооцсон дээж ба алтны стандартаас бүртгэгдсэн импульсийн тоо, C_{St} нь стандартын алтны агуулга.

III. НЕЙТРОНЫ УРСГАЛЫН НЯГТЫН ЗӨРӨӨГ ТООЦОХ

Дээж ба стандарт нь байрлалаас хамаарч харилцан адилгүй урсгалтай нейтроноор шарагдана. Урсгалын энэ зөрөөг тооцоход зэс ялтсан монитор ашиглах ба харьцангуй нэгжид шилжүүлэн дараах маягаар засварлах нь тохиромжтой. Энэ (1) илэрхийллийн F_i -ийн утгуудын хамгийн их утгыг F_{max} гэвэл нейтроны харьцангуй урсгал нь

$$\Phi_i = \frac{F_i}{F_{\text{max}}} \quad (4)$$

болно. i -дугаар стандарт болон дээжийн байрлалд харгалзах нейтроны харьцангуй урсгал нь тэдгээрийн хоёр талын харьцангуй урсгалын дунджаар

$$\overline{\Phi}_i = \frac{\Phi_i + \Phi_{i+1}}{2} \quad (5)$$

гэж илэрхийлэгдэнэ. i -дугаар дээж, стандартад нейтроны урсгалын өөрчлөлтийн засвар хийхэд тоологдвол зохих импульсийн тоо x_i нь дараах харьцаагаар илэрхийлэгдэнэ.

$$x_i = \frac{S_i}{\Phi_i} \quad (6)$$

Энэ нь дээж болон стандарт бүр байрлалаас үл хамааран нэгэн ижил нейтроны урсгалаар шарагдсан үед бүртгэгдсэн импульсийн тоог илэрхийлнэ.

IV. ДЭЭЖ ДЭХ НЕЙТРОНЫ УРСГАЛЫН СУЛРАЛЫГ ТООЦОХ

Дээжид нейтрон урвал явуулахаас гадна сарниж, диффузилэн энерги, эрчим нь өөрчлөгдөнө. Энэ процессын үр дүнд дээж идэвхжүүлэх нейтроны урсгал өөрчлөгдөн сулардаг.

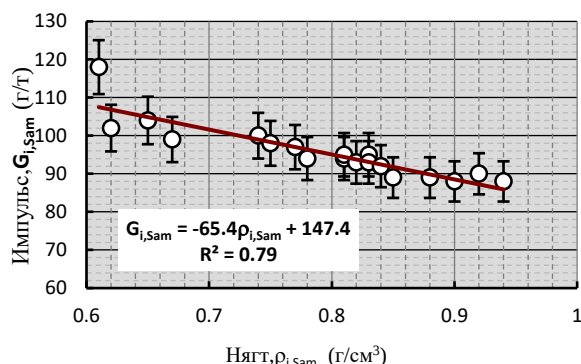
Нейтрон дээжийн гадаргаас эхлэн урвалд орох тул Φ -урсгалтай нейтроны оронд дээж $\Phi > \overline{\Phi}$ дундаж урсгалтай нейтроноор идэвхжинэ. Нейтроны урсгалын энэ сулралыг ФНСС-д идэвхжүүлж байгаа дээж, стандарт бүрийн хувьд тооцоолох нь шинжилгээний нарийвчлалыг дээшлүүлэх ач холбогдолтой. Дээж ба стандартад нейтроны урсгалын сулрал дараах хэлбэртэй бичигдэнэ:

$$\Phi = \Phi_0 \exp(-\Sigma N_i \sigma_i D) \quad (7)$$

Энд: D -урсгал суларсан зай, N_i - 1cm^2 талбай дахь атомын тоо, σ_i -бүрэн огтлол

Туршилт, хэмжилтээр $(\Sigma N_i \sigma_i)$ -ыг тодорхойлох боломжгүй байдаг учраас хурдан нейтроны урсгал сулралыг нэгж хугацаанд үүссэн идэвхжил дээжийн геометр хэмжээнээс

хамаарсан функц маягийн засварыг хэрэглэн тооцсон байдаг [11]. Бид дээжийг идэвхжүүлэн өөрчлөгдөж буй нейтроны урсгалын нөлөөг дээж ба стандартын нягтаас хамааруулан тооцож бууруулах аргыг илэрхийлэв. Үүний тулд стандарт ба дээж бүрийн хувьд 1г/т алтны агуулгад оногдох импульсийн $G_{i,St}$, $G_{j,Sam}$ тоог (8)-аар олж, дээжийн нягтаас хэрхэн хамаарахыг зураг-2 д үзүүлэв.



Зураг 2. Адил 1г/т агуулгатай дээж ба стандартын импульсийн тоо, нягтын хамаарал.

$$G_{i,St} = \frac{X_{i,St}}{C_{i,St}} \quad G_{j,Sam} = \frac{X_{j,Sam}}{C_{j,Sam}} \quad (8)$$

Энд: $C_{i,St}$ ба $C_{j,Sam}$ нь i -дугаар стандарт ба j -дугаар дээжийн (3) томъёогоор олсон (нейтроны урсгалын засвар хийгдээгүй) агуулга, $X_{i,St}$ ба $X_{j,Sam}$ нь i -дугаар стандарт мөн j -дугаар дээжээс тоологдсон урсгалын зөрөөгүй үеийн (2) харьцаагаар олсон импульсийн тоо.

G_{St} , G_{Sam} утгууд ба нягтаас шугаман хамаарлын дараах тэгшитгэлүүдийг бичиж болно.

$$G_{i,St} = a_{St} - b_{St}\rho_{i,St} \quad (9)$$

$$G_{j,Sam} = a_{Sam} - b_{Sam}\rho_{j,Sam} \quad (10)$$

Эдгээр шугаман тэгшитгэлээс орд, дээж бүрд харгалзах a ба b -ийн утга олдоно. Мөн дээж ба стандартын алт дээр нейтроны урсгал урвалаар сулрах H коэффициентууд харгалзан дараах байдлаар илэрхийлэгдэнэ.

$$H_{i,St} = 1 - \frac{b_{i,St}}{a_{i,St}} \rho_{i,St} \quad (11)$$

$$H_{j,Sam} = 1 - \frac{b_{j,Sam}}{a_{j,Sam}} \rho_{j,Sam} \quad (12)$$

Дээж ба стандартын хэмжилтийн үр дүн, хүлээсэн хугацааны (1), (2) нейтроны урсгалын нягтын өөрчлөлтийн (6) болон нейтроны урсгал урвалаар сулрах коэффициентын (11), (12) засваруудыг оруулж тооцоход дээж дэх j -дугаар

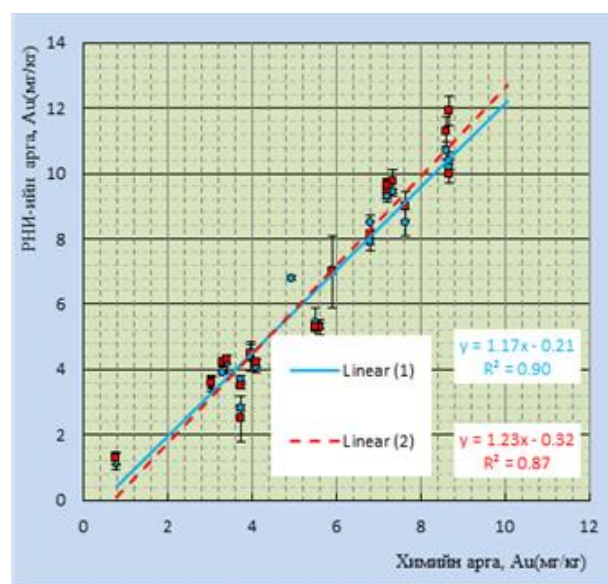
дээжийн хувьд i -дүгээр стандартаар бодож олсон алтны агуулга C_j нь

$$C_{j,sam} = \frac{X_{j,Sam}}{X_{i,St}} \frac{H_{i,St}}{H_{j,Sam}} C_{i,St} \quad (13)$$

гэж г/т-оор илэрхийлэгдэнэ.

V. ШИНЖИЛГЭЭНИЙ ДҮН

Алдааны эх үүсвэрүүдийг тооцсон алтны агуулгыг тодорхойлсон резонансын нейтрон идэвхжилийн шинжилгээний үр дүнг, химийн аргаар тодорхойлсон (баталгаажсан) дүнтэй харьцуулж (зураг 3)-т үзүүлэв.



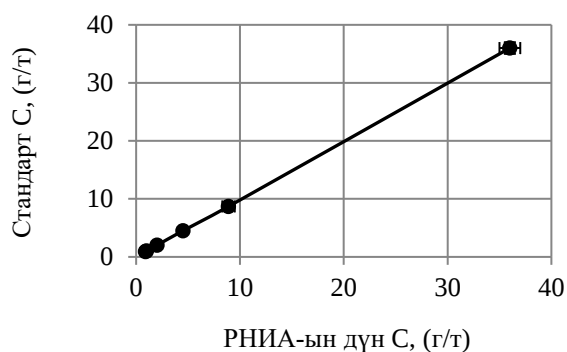
Зураг 3. Резонансны нейтроны идэвхжилийн болон химийн аргаар алт тодорхойлсон дүнгийн жишилт. Нейтроны урсгалын нягтын болон урвалаар сулрах сулралтын өөрчлөлтийг 1-д(тасралтгүй шугам) тооцсон, Нейтроны урсгалын нягтын өөрчлөлтийг зөвхөн 2-д(тасархай шугам) тооцсон.

РНИА-р тодорхойлсон алтны агуулга ихэнх дээжид химийн аргын дүнтэй алдааныхаа мужид тохирч байна (химийн аргын алдаа 6-12 %). Шинжилгээний дүнгийн дундаж квадрат хазайлтыг (хүснэгт 1) -д үзүүлэв.

Хүснэгт 1. Дундаж квадрат хазайлт

Агуулга, г/т	Дундаж квадрат хазайлт, %
0.1-0.99	<30
1-1.90	<27
2-7.90	<18
8-40.0	<9

Нейтроны урсгалын нягтын болон урвалын сулрахыг тооцож боловсруулсан идэвхжилийн шинжилгээний энэ аргыг, стандартын алтны агуулгыг тодорхойлон шалгасан дүнг (зураг 4), (хүснэгт 2) -д үзүүлэв.



Зураг 4. РНИА-р стандартын агуулга шалгасан дүнгийн жишиг.

Энд шинжилгээний нийлэмж-коэффициент ($R^2=0,99$) байна.

Хүснэгт 2. Стандартын алтны агуулгыг РНИА-аар тодорхойлж шалгасан дүн, г/т.

	Стандарт	Баталгаат утга	Бидний утга
1	СЗХ-3	0.9 ± 0.1	0.91
2	СЗХ-1	1.0 ± 0.1	1.00
3	СЗХ-2	2.0 ± 0.1	2.00
4	СЗР-1	4.5 ± 0.1	4.50
5	ПИЭН613	8.9 ± 0.6	8.70
6	СЗК-1	36 ± 1.0	36.00

Мөн дээж дэх алтны агуулгыг тодорхойлох нарийвчлал 2-3 дахин нэмэгдэж, 1г/т агуулгатай дээжид 10%, 10г/т агуулгатай дээжид 5% болсон. Шинжилгээний үр дүн давтагдах чанар дүрэм ёсоор 10% -аас багагүй байна.

ФНСС дээр дээж шарах хугацаа 2 цаг, хүлээх хугацаа 48 цаг, хэмжилтийн хугацаа алтны агуулгаас хамааран дээж бүрд 10-20 минут байх үед (14) томъёогоор бодоход алтны агуулгыг 95%-ийн итгэлтэй тодорхойлох, алт илрүүлэх хязгаар ихэнх дээжийн хувьд 2-3 г/т байна [6].

$$L_{Au} = C_{Au} \times [3\sqrt{S_{\phi}}/S_{Au}] \quad (14)$$

Энд: L_{Au} -илрүүлэх хязгаар, C_{Au} -дээж дэх алтны агуулга, S_{ϕ} ба S_{Au} -нь аналитик шугамын фон ба талбай.

VI. ДҮГНЭЛТ

Идэвхжүүлэх нейтроны урсгалын нягтын болон дээж дэх урвалаар сулрах сулралтыг тооцох энэ аргыг боловсруулан хэрэглэсэн нь:

1. Бидний бүтээсэн микротроны ФНСС-ийн 12 сувагт (3-6) г/тн-оос багагүй алтны агуулгатай 200-250 дээжийг нэгэн шаралтаар идэвхжүүлэн шинжилгээ хийх боломжтойг тогтоосон.

2. Олон элементийг нэгэн зэрэг идэвхжүүлэн тодорхойлох шинжилгээнд, идэвхжүүлэх цацрагийн урсгалын нягтын болон тухайн

элементүүд дээрх урвалаар сулрах сулралтыг тооцож нарийвчлалыг дээшлүүлэх шинэ боломжийг хөндөж илрүүлсэн.

3. Алт тодорхойлох бидний боловсруулсан арга Улсын стандарт хэмжил зүйн албаны стандарт загварууд боловсруулан тогтоох хяналтын шинжилгээнд хэрэглэх боломжтой ($R^2=0,99$) байна.

4. Энэ аргаар “Монгол газар” ХХК-ний Харгуйдын орд, Ховдын Мөстийн алтны орд, “Эрэл” ХХК-ний андезит, занар, эрдэс, ГТЛ, ШУА-ийн ХХ, УМХГ-ын алтны дээжийн шинжилгээнүүд хийгдсэн.

5. Цөмийн идэвхжилийн аргаар Монгол банкинд хүлээн авч буй алтан гулдмайн цэвэршилтийг хянах шинжилгээнд ашиглах боломжтой.

НОМ ЗҮЙ

- [1] Д.Баатархүү нар, Электроны цикл хурдасгуур Микротрон МТ-22, МУИС-ийн ЭШБ №4(137), 1998, х.109-119, Улаанбаатар
- [2] D.Baatarhkuu et al. Gold Determination in Gold-Containing Samples Using the Method of Neutron Activation Analysis. Workshop Siberian Geoanalytical Seminar, July 24-26, 2001, Irkutsk, Russia pp.27.
- [3] А.Карибай нар. Оценка возможности электронного ускорителя Микротрона МТ-22 для анализа в пробах из золоторудных месторождений, ISCP-2 Proceedings of the 2-nd International School on Contemporary Physics, Ulaanbaatar, Mongolia, 2002, pp. 208-217.
- [4] D.Baatarhkuu et.al. Bulk analysis method of gold determination in ores using epithermal neutrons of electron accelerator MICROTRON МТ-22. Preprint of JINR, E18-2004-96;
- [5] Д.Баатархүү нар, Резонансын нейтроны идэвхжилээр алтны агуулгыг тодорхойлох асуудалд, МУИС, ЭШБ №179(10), 2003, Улаанбаатар, х.173-178.
- [6] Д.Баатархүү нар. Резонансын нейтроноор алт тодорхойлсон дүн. Бүс нутгийн тогтвортой хөгжил, мэдээллийн технологи-2002, ЭШОТ-ийн бага хурал, Өлгий хот, 2002, х 70-74.
- [7] Д.Баатархүү и др, Методика определения Au в золотосодержащих образцах методом нейтронного активационного анализа. МУИС, Шинэ материалын хими

- технологийн төв, ЭШБ, 177(4), х.41-45, 2001.
- [8] D.Baatarkhuu et al, Estimation possibility of determination gold in ores using photoneutrons of cyclic electron accelerator microtron MT-22, ISCP-2 International School on Contemporary Physics, Book of Abstracts, Ulaanbaatar, Mongolia, 2002, p53
- [9] Д.Баатархүү, Н.Ганбаатар, Резонансын энергитэй нейтрон идэвхжилээр алт тодорхойлоход саад болох идэвхжил болон дулааны нейтроны нөлөөг бууруулах арга зүй, МУИС, ХШУИС-ийн ЭШБ №1, 2018
- [10] Свидетельство и сертификат на золотосодержащие руды: USZ:23-98 "ЦБХ Au" (10.72 ± 0.78), УСЗ: 21-98 "ЗБ-2" (1.05 ± 0.16), USZ:30-2000 "Б-7/2" (5.92 ± 0.21), USZ:31-2000 "Б-7/3" (3.28 ± 0.19)
- [11] S. Nargowalla, Edwin Przylowicz. Activation Analysis with Neutron Generators. JOHN WILEY and SONS New York/London/Sydney/ Toronto. 1973.

Нүүрстөрөгчийн нанометрийн эрэмбийн хэмжээтэй бүтцүүдийн механик онцлогууд

Ж. Ванчинхүү^{1*}, Б. Бат-Эрдэнэ¹, Э. Баянжаргал²

¹ МУИС, ШУС, Физикийн тэнхим

² Аналитик лаборатори, Материал судлалын салбар, ФТХ-ШУА

Усанд дотор нүүрсэн электродын хооронд явагдах нуман ниргэлгийн явцад катод дээр ургасан материал болон ниргэлгийн явцад электродуудаас салж орчин луу орсон хэсгүүдийн бүтэц, шинж чанарыг судлав. Электродоос ууршин ус руу орж байгаа хэсгүүдийг цуглуулж авсан дээж нь нүүрстөрөгчийн нимгэн үе ба хуудсуудаас тогтох микроны эрэмбийн хэмжээтэй жижиг хэсгүүд ба нанометрийн эрэмбийн хэмжээний диаметртэй шугаман хэсгүүдийг агуулдаг. Катод дээр ургаж томорсон материал нь гурван өөр төрлийн жижиг хэсгүүдээс тогтох бөгөөд эдгээрийн дотроос нанометрийн эрэмбийн хэмжээтэй жижиг хэсгүүд болон шугамлаг хэсгүүдийн нэгж эзлэхүүн дотор орших тоо нь хамгийн олон байдаг. Энэ дээж дотор агуулагдах шугаман бүтцүүдийн зарим хэсэг нь нанохоолой, зарим нь нано утас байх ба эдгээр нь хоёр хэмжээст нимгэн үе графитаас хуулах үедээ хуйлагдан эргэх замаар эсвэл графитын доторхи жижиг үрлүүд болон аварга хэмжээтэй хэсгүүдээс ургах замаар бий болдог.

УДИРТГАЛ

Ус, шингэн азот зэрэг үл шатах шингэн төдийгүй бензин мэтийн шингэн орчин дотор зарчмын хувьд нуман ниргэлэг явуулах боломжтой байдаг. Ийм төрлийн ниргэлгийг тогтмол гүйдлээр явуулах үед анод эвдрэхээс гадна катод болгон авсан электрод урган томорч байдаг [1-5]. Катодын ургасан хэсгийн дотор үүсэж байгаа янз бүрийн бүтээгдэхүүний морфологийн шинж чанарыг [6-7], харин бүтцийн онцлогийг [8-9] ажлуудад судалсан байдаг. Энэ ажилд бид усан дотор нүүрсэн электродын хооронд явагдах тогтмол гүйдлийн нуман ниргэлгийн явцад катод дээр ургаж буй материал болон ниргэлгээс ялгаран гарсан материалуудыг судлав. Эдгээр дээжийг гарган авахдаа 99.9% цэвэршилттэй графит электродуудын хооронд усан орчинд тогтмол гүйдлийн нуман ниргэлэг үүсгэв. Энэ туршилтанд лабораторийн нөхцөлд нэрсэн ус ашигласан болно. Дээжийг гарган авахад хэрэглэсэн графит нь цахилгаан дамжуулал сайтай, сөрөг эсэргүүцлийн температурын коэффициенттэй, температур нэмэгдэхэд бат бөх чанар нь дээшилдэг, бараг соронзон чанаргүй материал юм. Гэхдээ графитын доторхи үеүдийн эвдрэлтэй холбоотойгоор түүнд соронзон чанар үүсэж болдог. Ийм графитаар электрод хийж өндөр гүйдлийн нуман ниргэлэг явуулах үед катод нь ургаж томордог. Үүний зэрэгцээ ниргэлгийн явц дахь электродын ууршилттай холбоотойгоор ниргэлэг явагдаж

байгаа усан дотор их хэмжээний жижиг хэсгүүд ялгарсан байдаг. Ийм материалуудыг тунгалаг биетийн гадаргуу дээр суулган ялгаж тасалгааны температурт хатаах замаар гарган авлаа. Катод дээр ургасан бүтэц болон ниргэлгийн явцад усан дотор ялгаран гарсан бүтээгдэхүүнүүдийн механик болон морфологийн онцлогуудыг SEM болон SEM EDX (SIEMENS SU8010) хэрэглэн судлан гаргав.

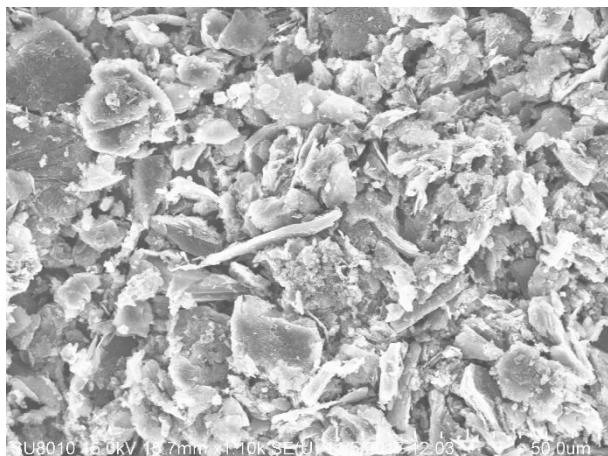
ЯЛГАРСАН ОНЦЛОГУУД

БҮТЭЭГДЭХҮҮНИЙ

Ниргэлгийн явцад электродуудаас салж ниргэлэг явагдаж байгаа орчин луу орсон бүтээгдэхүүнүүд (Зураг 1) нь хэлбэр, хэмжээний хувьд харилцан адилгүй олон жижиг хэсгүүдээс тогтдог. Эдгээрийн ихэнхийг микроны эрэмбийн хэмжээтэй ширхэгүүд бүрдүүлэх бөгөөд 5-10 мкм-ээс дээш шугаман хэмжээтэй томоохон хэсгүүд нь хоёр үндсэн бүтэцтэй байна. Тэдгээрийн томруулсан байдлыг Зураг 2-д үзүүлэв. Эдгээр том хэсгүүдийг сайтар ажиглан харахад эдгээрийн зарим нь хурц төгсгөлүүдтэй байхад зарим нь мохоо байдаг. Шугаман хэмжээний хувьд том, хурц төгсгөлүүдтэй хэсгүүдийг томруулахад нэлээд зузаан хуудсуудаас тогтож байгаа нь тодорхой харагддаг (Зураг 2а). Эдгээрийн зузаан хэдэн арван нанометрээс ихгүй байна. Харин нөгөө нь маш нимгэн дан нүүрстөрөгчөөс тогтох үеүдийг

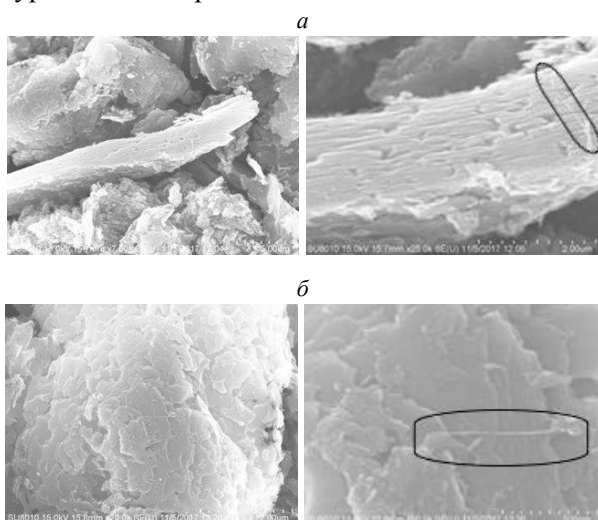
* Electronic address: jvanchinkhuu@yahoo.com

(хоёр хэмжээст үе) давхарлан тавьсан мэт бүтэцтэй байдаг (Зураг 2б).



Зураг 1. Ниргэлгийн явцад электродуудаас салж гарсан хэсгүүдийн ерөнхий төрх.

Тэдгээрт хийсэн SEM EDX анализаас үзэхэд дан нүүрстөрөгч элемент агуулсан байгаа нь харагдана (Хүснэгт 1). Эдгээр нимгэн үеүдийн зузааныг бараг хэмжих боломжгүй боловч ямарч гэсэн хэдхэн нанометрээс ихгүй нь харагддаг. Харин мкм-ийн эрэмбэтэй буюу түүнээс жижиг хэмжээтэй хэсгүүд нь ихэвчлэн эдгээр томоохон хэсгүүдээс салсан жижиг хуудсууд байх боловч тэдгээрийн дотор цул жижиг хэсгүүд байгаа нь ч бас ажиглагддаг. Энэхүү салсан хэсгүүдийн дотор дурдсан бүтцүүдээс гадна диаметрийн хувьд хэдхэн нанометрийн хэмжээний эрэмбэтэй, уртын хувьд микрометрийн эрэмбэтэй бараг шугаман хэмжээс бүхий хэсгүүд бас олддог. Энэ бүтэц Зураг 2а болон Зураг 2б-д тодорхой ажиглагдана.



Зураг 2. Ниргэлгийн явцад электродуудаас салж гарсан хэсгүүд дотор ажиглагдах хоёр үндсэн бүтэц: а) том хэмжээтэй үелэн давхарласан хуудаснуудаас, б) дан нүүрстөрөгчийн нимгэн хавтгайнуудаас тогтох бүтэц, (Зургуудын дээр шугамлаг хэсгүүд тод харагдаж байна).

Энэ хэсгүүд ямар нэг өөр хэсгүүдтэй холбогдолгүйгээр дангаар орших нь бараг үгүй, ихэвчлэн хуудаснууд юмуу, хавтгайтай аль нэг үзүүрээрээ эсвэл хоёр үзүүрээрээ холбогдсон байдаг. Үүнээс гадна эдгээр нь заавал шулуун байх албагүй, тахир, муруй хэлбэртэйгээр ч бас тааралддаг. Энэ дээжийн дотор дангаараа салж гарсан хоёр хэмжээст үе огт тааралддаггүйг онцлон тэмдэглэх нь зүйтэй.

Хүснэгт 1. Салсан хэсгүүдэд хийсэн EDX анализын дүн.

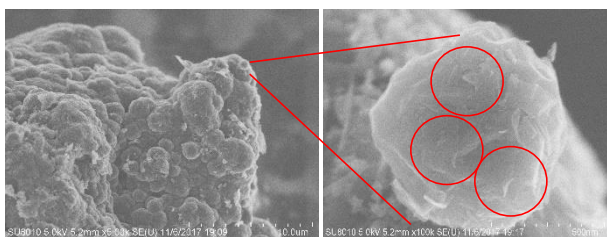
	Elt.	Line	Intensity, (c/s)	Atomic %	Atomic Ratio	Conc	Units	Error 2-sig
a	C	Ka	766.69	100.0	1.0000	100.0	wt. %	1.033
б	C	Ka	552.93	100.0	1.0000	100.0	wt. %	1.172

УРГАСАН ХЭСГИЙН БҮТЭЦ

Ниргэлгийн явцад катод улам бүр урган томорч байдаг. Урган томорсон энэ хэсэг нь электродтой харьцангуй бат бэх холбогдсон байдаг боловч ургалтын чигт хөндлөн чиглэлд харьцангуй хялбархан салж нимгэн хуудсууд үүсгэдэг (Зураг 3). Эдгээр хуудсууд хөндлөн чиглэлдээ нэлээд бат бөх чанартай байдаг. Энэ бүтээгдэхүүнийг тусгайлсан ялгах, салгах арга хэрэглэлгүйгээр шууд механикаар салган авч үйлж нунтаглан бүтцийг нь судалж болно. Бид энэ ажилд дээжээс нимгэн хуудас салган авч судлав. Энэ материалын захын хэсгийг харахад аль болох бага гадаргуутай болохыг эрмэлзэн бөмбөлөг хэлбэрийг голчлон олж авсан байх бөгөөд нарийвчлан ажиглавал олон жижиг бөмбөрцөг хэлбэртэй бөөмцөрүүдээс тогтсон байдаг (Зураг 4). Энэ нь графит халах үед түүний гадаргуу орчмын хэсгүүд жижиг золь хэлбэрт шилжин ууршиж байдгийг харуулж байгаа юм. Энэ нь графит хайлалгүйгээр сублимацийн замаар ууршдагтай холбоотой. Эдгээр дусал бөөмцөрүүдийн дотроос гадаргуугаас бараг салж байрласан нэг жижиг бөөмцөрийн томруулсан байдлыг Зураг 4-т үзүүлэв.

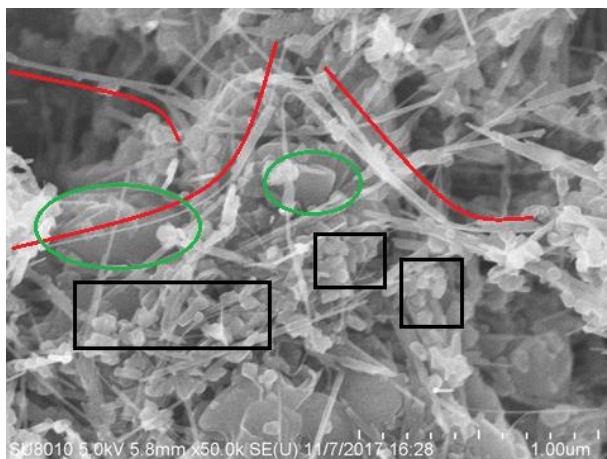


Зураг 3. Ниргэлгийн явцад электрод дээр ургасан хэсгийн гадаад байдал: а) хөндлөн огтлол, б) ургасан материалыг хажуугаас нь харсан байдал, в) нимгэн хуудасны дотоод байдал.



Зураг 4. Графитаас салах явцдаа хуйлран эргэж буй дүрсүүдийг улаан тойргоор хүрээлэв.

Эдгээр бөөмцөрүүд нь микроны эрэмбийн (0.5-5 мкм) хэмжээтэй бөгөөд нарийвчлан ажиглахад тэдгээр нь мөн л нимгэн үеүдээс тогтдог нь тодорхой харагдана. Түүнчлэн энэ нимгэн үеүд хууларч салах явцдаа хуйлагдан хоолой хэлбэр лүү шилжих бүтэц үүсгэж байгааг ажиглаж болно. Энэ дүр зураг дээжийн гүнд ажиглагддаггүй. Ингэж графитын гадаргуу дээр бөөмцөр үүсэх, мөн бөөмцөрийн гадаргуу дээр хоёр хэмжээст хавтгайгаас гурван хэмжээст бүтэц үүсэх процесс зөвхөн гадаргуу дээр явагддаг гэдгийг дээжийн гүнд авсан зургуудтай харьцуулан баталж болно. Харин үеийн дотоод бүтцийг томруулбал (Зураг 3в) энэ нь голчлон хөндлөн чигт эмх замбараагүй байрлах урт нарийхан утаснуудаас тогтдог нь тодорхой харагдах бөгөөд эндээс хөндлөн чигтээ бат бөх чанартай байх нь тодорхой болж байгаа юм.

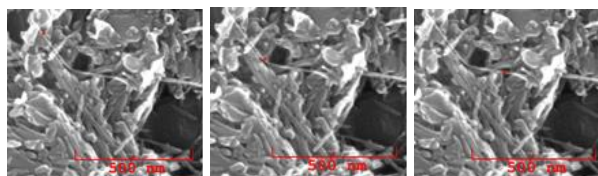


Зураг 5. Ниргэлгийн явцад ургаж томорсон катодын материалын дотоод бүтэц. Энэ зурагт жижиг хэсгүүд (хар тэгш өнцөгт), шугамлаг хэсгүүд (улаан шугамуудын дагуу) болон микрометрийн эрэмбийн хэмжээтэй том хэсгүүд (ногоон эллипс дотор) тод ажиглагдаж байна.

Томорч ургасан энэ бүтээгдэхүүний дотоод бүтцийг харахын тулд дээжийг нунтаглаж гарган авсан SEM дүрсийг Зураг 5-д үзүүлэв. Энэ SEM дүрсээс үзэхэд энэ дээж (i) 50-100 нм-ээс ихгүй шугаман хэмжээтэй, бараг бөмбөрцөг хэлбэртэй жижиг хэсгүүд, (ii) хөндлөн огтлолын өргөн нь хэдэн арван нанометрээс ихгүй, урт нь хэдэн арван нанометрээс микрометр хүрэх

эрэмбэтэй урт шугамлаг хэсгүүд, (iii) хөндлөн огтлолын шугаман хэмжээ нь хэдэн зуун нанометрээс микрометрийн эрэмбэтэй байх аварга хэмжээтэй томоохон бүхэл хэсгүүд гэсэн гурван үндсэн хэсгийг агуулж байгаа нь ажиглагддаг.

Ургасан хэсгийн дотор байгаа эдгээр жижиг хэсгүүдэд хийсэн EDX анализын дүнгээс үзэхэд олонхи нь дан ганц нүүрстөрөгч элементээс тогтоно. Энд төлөөлөл болгон Зураг 6-д үзүүлсэн тахир шугаман хэсгийн хувьд хийсэн EDX анализын дүнг үзүүлээ (Хүснэгт 2).



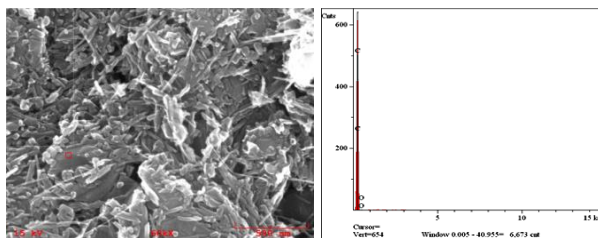
Зураг 6. Ниргэлгийн явцад ургаж томорсон катодын материалын доторхи нэг шугамлаг бүтцийн EDX-ийг авсан цэгүүд.

Энэ шугаман хэсгийн уртын дагуух янз бүрийн цэгт хийсэн анализын дүн энэ бүтэц бүхэлдээ дан нүүрстөрөгчөөс тогтож байгааг харуулдаг.

Хүснэгт 2. Шугаман элементэд хийсэн EDX анализ.

	Elt.	Line	Intensity, (c/s)	Atomic, %
a	C	Ka	639.44	100.000
б	C	Ka	692.22	100.000
в	C	Ka	598.34	100.000

Үүний зэрэгцээ бусад хэсгүүд дээр хийсэн анализын дүн ч эдгээр нь дан нүүрстөрөгчөөс тогтож байгааг харуулдаг. Харин энэ дүгнэлтээс гажих нэг тохиолдлыг Зураг 7-т үзүүлэв. Энэ нь аварга хэмжээтэй бөөмцөр дээр ажиглагддаг. Энд хүчилтөрөгчийн атомд харгалзах спектр ажиглагдах ба уг бөөмцөрийн доторхи хүчилтөрөгчийн атомын эзлэх хувь 1.5%-аас хэтэрдэггүй. Энэ нь өндөр температурын үйлчлэлээр явагдах усны молекулын диссоциацаар үүссэн хүчилтөрөгчийн атомуудын мөр төдий зүйл байх боломжтой юм.

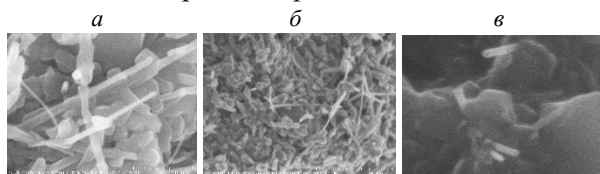


Зураг 7. Ургасан материалын дотор ажиглагдах аварга хэсгийн тэмдэглэсэн цэг дээр ажиглагдах хүчилтөрөгчийн атомын спектр.

Одоо катод дээр ургасан бүтцийн дотор агуулагдах үндсэн хэсгүүдийг тус бүрд нь нарийвчлан авч үзье.

1) Ийм жижиг хэсгүүдийн онцлог нь бусад бүрдүүлэгч хэсгүүдтэй харьцуулахад дангаараа оршин байх нь элбэг бөгөөд хэмжээний хувьд 50-100 нм-ээс ихгүй шугаман хэмжээтэй, бөмбөрцөгт ойр хэлбэртэй байдаг. Дээжийн дотор тааралдах хамгийн жижиг элементийн шугаман хэмжээ 10 нм, харин дангаар орших хамгийн томынх шугаман хэмжээ 90-100 нм хүрдэг. Эдгээр нь макро хэсгүүд дээр олонтаа тааралдах боловч түүний макро хэсэгтэй холбоотой, эсвэл түүнээс ургасан эсэхийг энэ судалгааны хүрээнд тодорхойлох боломжгүй байна.

2) Шугамлаг хэсгүүд нь хэмжээгээрээ харилцан адилгүй боловч хэлбэрийн хувьд гонзгой буюу сунасан, бараг шугаман бүтэц байдаг. Үүний зэрэгцээ эдгээр бүтэц нэг үзүүрээрээ эсвэл хоёр үзүүрээрээ заавал өөр нэг элементтэй холбогдсон байдаг. Эдгээр элементүүд олонхи тохиолдолд макро болон жижиг хэсгүүдээс урган гарсан байх ба хэмжээ нь уртассан үедээ нөгөө үзүүрээрээ эсвэл дундуураа өөр хэсэгтэй холбогдсон байдаг (Зураг 8а,в). Мөн богино хэмжээтэй ийм хэсгүүд харьцангуй өргөн диаметртэй бөгөөд үзүүр хэсэг рүүгээ үргэлж нарийссан байдаг (Зураг 8б). Эдгээр нь нэг жижиг хэсгээс олон салаалж ургасан байх нь ч бий. Диаметрийн хувьд 20 нм-ээс хэтэрдэггүй, харин ажиглагдах хамгийн бага диаметр 10 нм-ээс бага байна. Уртын хувьд хэдэн арван нм-ээс эхлээд микрометр хүртэл урттай ч тааралддаг. Эдгээр шугаман хэсгүүдийг нарийвчлан харахад зарим нь хөндий, зарим бараг цул байдаг. Ийм учраас эдгээр нь нанохоолой, нано утас юм. Үүнийг эдгээрийн хөндлөн огтлолыг судлах замаар нарийвчлан шалгаж болно. Нано хоолойн хананы зузаан янз бүр бөгөөд SEM зургийг үндэслэн ойролцоогоор түүний диаметрийн гуравны хоёроос аравны нэгийн хооронд утгатай байгаа гэсэн дүгнэлт гаргаж болно.



Зураг 8. а) нэг жижиг хэсгээс ургасан шугаман хэсэг, б) ургасан хэсгийн доторхи богино, харьцангуй өргөн диаметртэй жижиг хэсгүүдийн үзүүрлүүгээ нарийссан байдал (Энэ зургийн дотор урган уртасч байгаа жижиг

хэсгүүд олныг харж болно), в) аварга том хэсэг дээр ургасан шугамлаг хэсэг.

3) Макро буюу хөндлөн огтлолын шугаман хэмжээ нь хэдэн зуун нанометрээс микрометрийн эрэмбэтэй байх томоохон бүхэл хэсгүүд нь тухайн эзлэхүүний дотор цөөн тоотой тааралдах боловч эзлэхүүний хэмжээ ихтэй учраас дээжийн эзлэхүүний багагүй хэсгийг эзэлнэ. Эдгээрээс зарим тохиолдолд шугаман элементүүд урган гарсан байдаг.

Эдгээр бүтцүүдийн эзлэх хувь хэмжээ, агууламжийн харьцааг тодорхойлох асуудлыг авч үзье. Хэрэв бид энэ дээжийг нэгэн төрөл гэж үзвэл хэвтээ хавтгайн дагуу ажиглагдаж байгаа энэ дүр зураг гүний дагууд ч бас ажиглагдах ёстой. Ажиглагдаж байгаа дүрсийн тодорхой талбайтай хэсгийг сонгон авч энэ талбай дотор ажиглагдах бүтцийг тоолъё. Сонгон авсан талбайг дүрсийн фокусын гүнээр үржүүлэн эдгээр бүтцүүд оршин байгаа мужийн эзлэхүүнийг олно. SEM дүрсийн фокусын буюу

харааны талбайн гүнийг $d = \frac{4 \cdot 10^2 W}{A M}$ (W -дээж ба линзийн хоорондох ажлын зай, A -апературын диаметр M -өсгөлт) томъёогоор илэрхийлж болно. Энэ эзлэхүүн дотор орших тухайн нэг бүтцийн тоог эзлэхүүнд харьцуулан уг бүтцийн тоон нягт эсвэл агууламжийг гаргаж болно. Үүнийг бүтэц бүрийн хувьд тодорхойлж хооронд нь харьцуулан тус бүрийн эзлэх хувь хэмжээг тогтоож болно. Энэ тооцоог дээжийн өөр хэсэгт давтан гүйцэтгэж дээжийн дотор тухайн бүтцийн эзлэх хувийг дундажаар тодорхойлно. Энэ аргаар бид дээжийн доторхи тухайн бүтцийн агууламжийг тогтоохдоо нэг төрлийн олон янзын дээжийн өөр хэсэгт авагдсан хэд хэдэн зургийг ашиглав. Энэ аргаар тодорхойлоход дээжийн дотор аварга бүтцийн эзлэх хувь 60%, шугамлаг бүтцийн эзлэх хувь 34%, нанометрийн эрэмбийн хэмжээтэй жижиг хэсгийн эзлэх хувь 6% байна. Дээжийн дотор байгаа элемент бүрийн тоон нягтын харьцаа 1:6:11 байна. Бид энэ тооцоог хийхдээ өөрийн өргөнөөс ойролцоогоор 2 дахин болон түүнээс олон дахин их урттай хэсгүүдийг шугамлаг хэсэгт хамруулсан болно.

ТАЙЛБАР ДҮГНЭЛТ

Усан дотор явагдаж байгаа нуман ниргэлгийн үед үүсэж байгаа материалуудын SEM анализын дүнг үндэслэн эдгээрийн талаар бид дараах хэд хэдэн дүгнэлтийг гаргаж болно. Юуны өмнө

эдгээр хэсгүүд дан нүүрстөрөгчөөс тогтох бүтцүүд юм. Усан дотор явагдаж байгаа ниргэлгийн үед катод дээр урган бий болж байгаа биет хэсгийг бүрдүүлэгч жижиг хэсгүүд нь механикийн хувьд харилцан адилгүй шинж чанартай, дан нүүрстөрөгчөөс тогтох үндсэн гурван хэлбэртэй байна. Эдгээрийн дотроос нано хэмжээтэй шугаман хэсгүүд аль нэг хэсгээрээ заавал өөр нэг хэсэгтэй холбогдсон байдаг нь катодын гадаргуу дээр ургаж байгаа бүтцийн дотор ажиглагдах шугамлаг бүтцүүд (нано хоолой, нано утас) ихэвчлэн ургах замаар үүсдэг гэсэн дүгнэлтэд хүргэж байгаа юм. Нөгөө талаас богино хэмжээтэй ийм хэсгүүд үзүүр хэсэг рүүгээ үргэлж нарийссан байдаг нь үүнийг батлах нэг онцлог юм. Эндээс ургасан хэсгийн дотор байгаа нанометрийн эрэмбийн хэмжээтэй жижиг хэсгүүд болон аварга хэсгүүд нь нано эрэмбийн хэмжээний диаметртэй шугамлаг хэсгүүдийн ургах суурь нь болдог гэсэн дүгнэлтийг мөн гаргаж болно. Бидний гарган авсан дээжийн дотор шугамлаг хэсгийн эзлэх хувь 30% орчим байна. Мөн ургасан хэсгийн гадаргуу дээрх үелсэн бүтэцтэй бөмбөгүүд нь графитын эмх замбараагүй байрласан нүүрстөрөгчийн хоёр хэмжээст үеүдээс тогтох бөгөөд халалтын явцад эдгээр нь түүний гадаргуугаас салж дусал хэлбэрт шилжин ууршдагийг баталж байгаа юм.

Харин ниргэлгийн явцад электродаас салж буй хэсгүүд нь ихэвчлэн нимгэн үелсэн бүтэцтэй, эсвэл хоёр хэмжээст нүүрстөрөгчийн үеүдээс тогтох бараг микроны болон хэдэн арван микроны эрэмбэтэй том эсвэл бүр аварга том хэмжээтэй жижиг хэсгүүд болон шугаман хэмжээтэй янз бүрийн урттай хэсгүүдийг агуулсан байдаг. Микроны эрэмбийн хэмжээтэй болон аварга хэмжээтэй бөөмцөрүүдийн гадаргуу дээр хууларч буй хоёр хэмжээст үеүд тодорхой ажиглагддаг. Харин дангаараа хууларч салсан нимгэн үе огт тааралддаггүй. Эдгээр нь хуулрахдаа ихэвчлэн нэг үзүүр нь хуйлран эвхэгдэх байдлаар хуулардаг. Түүнчлэн эдгээр жижиг хэсгүүдийн гадаргуу дээр хууларч буй хоёр хэмжээст үеүд тодорхой ажиглагддаг. Энэ нь нүүрстөрөгчийн хоёр хэмжээс үеүд хуулрах явцдаа хуйлагдан нано хоолой, нано утас үүсгэдэг гэсэн дүгнэлт хийхэд өөрийн эрхгүй хүргэж байгаа юм. Ийм замаар үүссэн шугамлаг хэсгүүдийн онцлог нь харьцангуй урт, жигд өргөнтэй байгаа нь харагддаг. Тухайлбал, Зураг 2-т ажиглагдаж байгаа шугаман хэсгүүд

харгалзан 902.5 нм, 554.65 нм урттай байна. Иймд хоёр хэмжээст хавтгайг хуйлах замаар илүү урт шугамлаг бүтцүүдийг үүсгэх боломжтой юм.

ТАЛАРХАЛ

Энэ ажлыг гүйцэтгэхэд техникийн дэмжлэг үзүүлсэн ӨМӨЗО-ны БИС-ийн функциональ материалын лабораторийн эрхлэгч проф. О.Төгсөд гүн талархал илэрхийлье.

АШИГЛАСАН МАТЕРИАЛ

- [1] Б.Бат-эрдэнэ, Усан дахь нуман ниргэлгийн катодын депозитын судалгаа, Магистрын ажил, 2010.
- [2] Schur D.V. et al., Proceedings of 9th International Conference on Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics, 16–18 July 2012, Malta, pp. 1711, 2012.
- [3] Y.Kim, J. Plasma Fusion Res. SERIES, Vol. 8, pp. 612, 2009.
- [4] И.В. Карпов и др, Журнал технической физики, том 84, вып. 4, стр. 93, 2014.
- [5] J. G. Darias González, Proceedings of the XV Workshop on Nuclear Physics and IX International Symposium on Nuclear and Related Techniques, February 9-13, 2015, Havana, Cuba, pp. 7, 2015.
- [6] M. K. Sanyal, Pure Appl. Chem., Vol. 74, No. 9, pp. 1553, 2002.
- [7] R.Sharma et al., Cogent Engineering, 2: 1094017, 2015.
- [8] T.K. Sham, Int. J. Nanotechnol., Vol. 5, pp. 1194, 2008.
- [9] M.V.Antisari, Carbon, v. 41, pp. 2393, 2003.

Цөмийн өгөгдлийн JENDL-3.3 болон JENDL-4.0 санг ашигласан үр дүнгийн харьцуулалт

Т.Жамъянсүрэн^а, С. Одмаа^{а,б,*}

^а Хими, биологийн инженерчлэлийн тэнхим, Хэрэглээний шинжлэх ухаан, инженерчлэлийн сургууль, Монгол улсын их сургууль

^б Цөмийн физикийн судалгааны төв, Монгол улсын их сургууль

Судалгааны ажлаар Дорнод аймагт байрлах Улааны полиметаллын ордын цөөн дээжид нейтрон идэвхжлийн болон рентгенфлуоресценцийн шинжилгээгээр үндсэн элементээс гадна ховор шорооны, мөн үнэт металл тодорхойлох зорилго тавин ажиллав. Нейтрон идэвхжлийн шинжилгээний туршилт хэмжилтийг ОХУ-д байрлах ЦШНИ-ийн Цөмийн урвалын лабораторийн электроны хурдасгуур МТ-25 микротрон, гамма спектрометрийн системийг ашиглан хийсэн ба рентгенфлуоресценцийн шинжилгээг МУИС-ийн ЦФСТ – ийн рентген спектрометр дээр хийж гүйцэтгэв. Хэмжилтээр полиметаллын хүдрийн дээжид үндсэн элементээс гадна Sc, Y, La, Ce, Eu, Nd зэрэг ховор шорооны элемент, алт 0.05 – 1 ppm, уран 200 – 500 ppm, тори 10 – 90 ppm агуулгатай гарсан нь сонирхол татахуйц үр дүн юм. Судалгааг цааш үргэлжлүүлэн шинжилгээний бусад аргаар элементийн агуулгыг нарийвчлан тогтоох, бүтээгдэхүүний өртгийг нэмэгдүүлэх боломжтой харагдав. Энэхүү судалгааны ажлыг “Цөмийн цацрагийн хэрэглээ” сэдэвт ажлын хүрээнд хийж гүйцэтгэв.

I. ОРШИЛ

Бид өмнөх судалгааны ажлууддаа реакторыг амжилттай унтраасны дараа голомтонд хуримтлагдсан хуваагдлын бүтээгдэхүүнүүдийн задралаас үүсэх дулааныг идэвхгүйгээр зайлуулах чадвартай, голомтын төвдөө нэг блокон ойлгогчтой, 100 МВт дулааны чадалтай, 850°C температурт ажиллах, призм төрлийн өндөр температурын хийн хөргөлттэй реакторын (ӨТХР) дизайныг хийж, критик байдлын болон түлшний шаталтын тооцооллыг гүйцэтгэсэн [1-3]. Эдгээр нейтроник тооцооллыг Японы Атомын энергийн Агентлагаас хөгжүүлсэн нейтроны тасралтгүй энергийн мужид болох шилжилтийг Монте Карло аргаар тооцоолдог MVP2.0 [4] болон MVP-BURN [5] компьютерийн кодуудыг, цөмийн урвалын өгөгдлийн сан JENDL-3.3 [6]-ийн хамт ашиглан хийсэн. Бид тооцооллын үр дүнгээ Одмаа, Обара нар [7]-ын гүйцэтгэсэн ажлынхтай харьцуулсан ба уг ажилд JENDL4.0 [8] өгөгдлийн санг ашигласан байдаг. Манай төв энэ сангийн шинэ хувилбарыг хараахан авч амжаагүй байсан тул хуучин (JENDL3.3) санг ашиглан тооцооллоо гүйцэтгэсэн.

Энэ удаа өмнөх [1-3] ажилд авч үзсэн 100 МВт-ийн ӨТХР-ийн голомтын дизайны нейтроник тооцооллыг JENDL-4.0 санг ашиглан гүйцэтгэж, үр дүнг харьцуулав.

II. ТООЦООЛЛЫН АРГА ЗҮЙ

Төвдөө ойлгогчтой, призм төрлийн, ӨТХР-ийн голомтыг түлшний эвлүүлгийн, удирдлагын савааны, ойлгогчийн гэсэн гурван өөр дизайнтай, зургаан өнцөгт призмэн блокууд бүрдүүлэх ба эдгээрийг давхарлан өрж цилиндр хэлбэр үүсгэнэ. Өмнөх ажлуудад [1-3] призм төрлийн 100 МВт-ийн дулааны чадалтай, 2.49 м голомтын эффектив радиустай, 6.38 м өндөртэй, төвийн ойлгогчийн радиус 0.18 м, голомтын дундаж чадлын нягт 0.82 Вт/см³ байх, 20% баяжуулсан UO₂ бүхий TRISO түлш ашигласан ӨТХР-ийн голомтын нейтроник тооцооллыг JENDL-3.3 өгөгдлийн санг ашиглан гүйцэтгэсэн. Энэхүү ажилд дээрх реакторын голомтын параметр болон ажиллах нөхцлийг өөрчлөхгүйгээр JENDL-4.0 санг ашиглан нейтроник тооцооллыг дахин гүйцэтгэсэн. Тооцоололд бүх удирдлагын савааг голомтоос гарган, үүсэх орон зайг гелийн хийгээр дүүргэсэн тохиолдолд гүйцэтгэсэн. MVP2.0 кодоор реакторын голомт дэх нейтрон үржүүлэгч эффектив фактор ($k_{\text{эфф}}$)-ыг тооцоолохдоо голомт дотор үүссэн нейтонуудын санамсаргүй алхалтуудыг тооцоолохын тулд тэдний мөрийн уртыг үнэлэх, мөргөлдөөний нягтыг үнэлэх, болон аналог үнэлэгч гэсэн үндсэн гурван факторыг тооцон үзэж хамгийн их магадлалтай утгаар тооцдог [4]. Монте Карло арга нь голомтод үүссэн

* Electronic address: odmaa@seas.num.edu.mn

нейтроноор үүсэх харилцан үйлчлэлийн процессуудын санамсаргүй үзэгдлийг үнэлдэг тул тооцооллыг хамгийн оновчтой болгох нөхцлийг бодлого тус бүрт тогтоох шаардлагатай байдаг. Манай голомтын тооцооллын хувьд реакторт үүссэн нэг нейтрон 50000 ялгаатай харилцан үйлчлэл (түүхийн тоо=50000) хийнэ, нийтдээ хуваагдлын 100 нейтрон (хуваагдлын нейтроны тоо=100)-ийн санамсаргүй харилцан үйлчлэлийг авч үзэхээр тооцооллыг гүйцэтгэсэн. Статистик боловсруулалтын үр дүнг сайжруулахын тулд эхний 20 нейтроны харилцан үйлчлэлийг тооцоогүй болно. Манай голомтын тооцооллын хувьд реакторт үүссэн нэг нейтрон 100000 ялгаатай харилцан үйлчлэл (түүхийн тоо=100000) хийнэ, нийтдээ хуваагдлын 100 нейтрон (хуваагдлын нейтроны тоо=100)-ийн санамсаргүй харилцан үйлчлэлийг авч үзэхээр тооцооллыг гүйцэтгэсэн. Статистик боловсруулалтын үр дүнг сайжруулахын тулд эхний 20 нейтроны харилцан үйлчлэлийг тооцоогүй болно.

III. ТООЦООЛЛЫН ҮР ДҮН

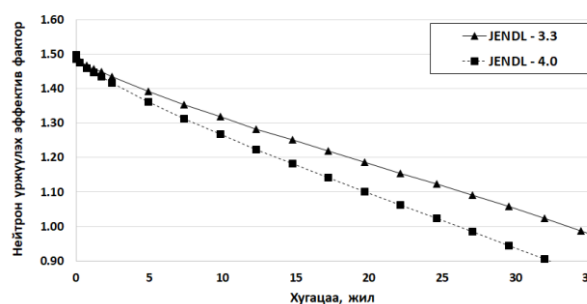
Тооцооллын үр дүнг Хүснэгт 1 болон Зураг 1-д харьцуулан харуулав. Үр дүнгээс харахад JENDL-4.0 урвалын сангийн өгөгдлийг ашиглахад реактор ажиллаж эхлэх үеийн $k_{\text{эф}}$ утга нь 0.03% илүү, реактивити 0.01-ээр буурсан байна, харин голомтын нэг циклийн үргэлжлэх хугацаа болон түлшний шаталт багассан байна.

Хүснэгт 1. ӨТХР-ийн голомтын нейтроник анализын үр дүн цөмийн өгөгдлийн сангаас хамаарах нь.

Цөмийн өгөгдлийн сан	$k_{\text{эф},0}$ (алдаа %)	ХИУ $\Delta k/k$ (%)	$t_{\text{голомт}}$ (жил)	$V_{\text{түлш},t}$ (ГВт*хоног/тн)
JENDL-3.3	1.4972 (0.01)	33.21	33.6	135.0
JENDL-4.0	1.4974 (0.01)	33.22	26.4	106.0

Тайлбар:

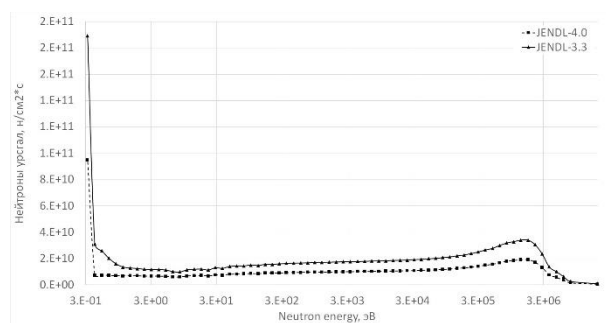
$k_{\text{эф},0}$ алдаа	Реактор ажиллаж эхлэх үеийн $k_{\text{эф}}$ статистик хазайлт
ХИУ $\Delta k/k$	Реактивитийн хамгийн их утга
$t_{\text{голомт}}$	Голомт дэх түлшний нэг циклийн үргэлжлэх хугацаа
$V_{\text{түлш},t}$	Нэг циклийн төгсгөлд түлшний шаталт



Зураг 1. Цөмийн өгөгдлийн сангаас хамаарч нейтрон үржүүлэх эффектив фактор нь голомтын ажиллах хугацаанаас өөрчлөгдөх нь.

Цөмийн урвалын өгөгдлийн сангаас хамааран нейтроник үзүүлэлтүүд өөрчлөгдөж байгааг тайлбарлая.

JENDL 4.0 санд түлш шатсанаар голомтод үүсэх голлох болон минор актиноидууд, хуваагдлын бүтээгдэхүүнүүдийн хөндлөн огтлолыг шинээр үнэлсэн, мөн 30 хуваагдлын болон 39 хүнд масстай изотопын урвалын огтлол шинээр нэмэгдэж орж ирсэн [8, 9]. Зураг 2-т голомт даяарх нейтроны урсгалыг JENDL-3.3, -4.0 өгөгдлийн санг ашиглан тооцоолсон үр дүнг харуулав.

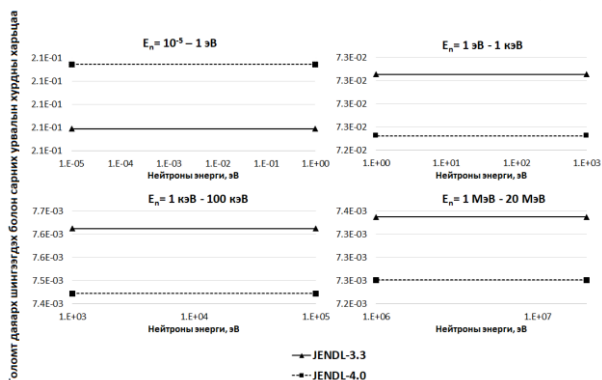


Зураг 2. Голомт даяарх нейтроны урсгал цөмийн урвалын өгөгдлийн сангаас хамаарах нь.

Зураг 2-оос харахад дээр өгүүлсэнчлэн JENDL 4.0 санд нейтрон шингээгч олон изотопыг шинээр тооцсон учраас нейтроны урсгал нейтроны энергийн бүх мужид багассан байна. Одоо хоёр өгөгдлийн санд авч үзсэн зарим изотопуудад явагдах голомт даяарх цөмийн урвалын хурдыг авч үзье.

Реактор ажиллаж эхлэх үед голомт дэх бүх цөмд нейтрон шингээгдэх (шингээгдэх = хуваагдал (n,f) + залгих (n,γ)) болон сарних урвалын хурдны харьцааг нейтроны энергийн дөрвөн мужид Зураг 3-д харуулав. Зургаас харахад реактор ажиллаж эхлэх үед цөмийн өгөгдлийн сан JENDL-4.0 дэх изотопуудад дулааны нейтрон шингээгдэх болон сарних урвалын хурдны харьцаа JENDL-3.3-ээс харьцангуй их, бусад нейтроны тохиолдол эсрэгээрээ байна.

ӨТХР нь дулааны реактор учраас Хүснэгт 1-д харуулснаар нейтрон үржүүлэх эффе́ктив фактор нь JENDL-4.0 санг ашиглан тооцоолоход 0.03% илүү гарч байна.



Зураг 3. Реактор ажиллаж эхлэх үеийн цөмийн өгөгдлийн урвалын сангуудаас хамаарсан голомт даяар нейтрон шингээгдэх болон сарних урвалын хурдуудын харьцаа.

Реактор ажиллаж эхлэх үед голомт дахь ураны гол изотопуудын хуваагдах болон залгих (n,γ) урвалын хурдны харьцааг JENDL-3.3 ба -4.0 санг ашиглан нейтроны энергийн мужаас хамааруулан тооцсон үр дүнг Хүснэгт 2-т харуулав. Хүснэгтээс харахад JENDL 4.0 санд U^{235} -ийн хуваагдах урвалын хурдууд бүх энергийн мужид, харин залгих урвалын хурд нь бага энергийн мужид JENDL 3.3-ийнхтэй адил, U^{238} -ийн хувьд бүх энергийн мужид (1-20 МэВ-ээс бусад) хуваагдах урвалын хурд ихэсч, залгих урвалын хурд адил байна.

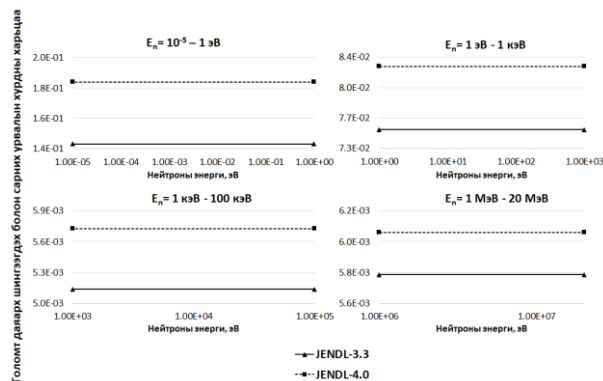
Цөмийн урвалын өгөгдлийн дээрх хоёр санд U^{235} хуваагдагч цөмийн хуваагдах болон залгих урвалын огтлол адилхан, харин JENDL 4.0 санд авч үзсэнээр U^{238} хуваагдахуйц цөмийн залгих урвалын огтлол багасч, хуваагдах урвалын огтлол ихэссэн байсан [8]. Иймд Зураг 4-д харуулснаар JENDL 4.0 санд бага энергийн мужид шингээгдэх буюу хуваагдах урвал илүү явагдсан тул Хүснэгт 1-д үзүүлсэн реактор ажиллаж эхлэх үеийн нейтрон үржүүлэгч эффе́ктив факторын утга бага зэргийн өндөр гарсан байна.

Хүснэгт 2. Реактор ажиллаж эхлэх үед U^{235} , U^{238} -ийн хуваагдах урвалын хурд (R_f) болон залгих (n,γ) урвалын хурдыг (R_c) JENDL-3.3 ба -4.0 санг ашиглан нейтроны энергийн мужаас хамааруулсан үр дүн.

Нейтроны энергийн муж	Реактор ажиллаж эхлэх үед			
	$R_f(JENDL3.3)/R_f(JENDL4.0)$		$R_c(JENDL3.3)/R_c(JENDL4.0)$	
	U^{235}	U^{238}	U^{235}	U^{238}
$10^{-5} - 1$ эВ	1.00	0.70	1.00	1.01
1 эВ - 1 кэВ	1.00	0.76	1.01	1.00

1 кэВ - 100 кэВ	1.00	0.55	1.14	1.00
100 кэВ - 1 МэВ	1.00	0.98	0.98	0.99
1 МэВ - 20 МэВ	1.01	1.00	1.05	0.99

Реактор ажиллаж дуусах үед голомт дэх бүх цөмд нейтрон шингээгдэх болон сарних урвалын хурдны харьцааг нейтроны энергийн дөрвөн мужид Зураг 5-д харуулав.



Зураг 5. Реактор ажиллаж дуусах үеийн цөмийн өгөгдлийн урвалын сангуудаас хамаарсан голомт даяар нейтрон шингээгдэх болон сарних урвалын хурдуудын харьцаа.

Зургаас харахад JENDL3.3 сантай харьцуулахад JENDL4.0 сан дэх изотопуудад энергийн бүх мужийн нейтроноуд арай их шингээгдэж байна. Реактор ажиллаж дуусах үед голомт дахь ураны изотопуудын хуваагдах болон залгих (n,γ) урвалын хурдны харьцааг JENDL-3.3 ба -4.0 санг ашиглан нейтроны энергийн мужаас хамааруулан тооцсон үр дүнг Хүснэгт 3-д харуулав.

Хүснэгт 3. Реактор ажиллаж дуусах үед U^{235} , U^{238} -ийн хуваагдах урвалын хурд (R_f) болон залгих (n,γ) урвалын хурдыг (R_c) JENDL-3.3 ба -4.0 санг ашиглан нейтроны энергийн мужаас хамааруулсан үр дүн.

Нейтроны энергийн муж	Реактор ажиллаж дуусах үед			
	$R_f(JENDL3.3)/R_f(JENDL4.0)$		$R_c(JENDL3.3)/R_c(JENDL4.0)$	
	U^{235}	U^{238}	U^{235}	U^{238}
$10^{-5} - 1$ эВ	0.93	0.94	0.93	1.36
1 эВ - 1 кэВ	0.71	0.76	0.72	1.03
1 кэВ - 100 кэВ	0.70	0.54	0.79	0.99
100 кэВ - 1 МэВ	0.70	0.96	0.72	0.97
1 МэВ - 20 МэВ	0.70	0.99	0.73	0.98

Хүснэгт 3-ийг харвал JENDL4.0 санг ашиглахад нейтроны энергийн бүх мужид U^{235} изотопын хуваагдах болон залгих урвалын хурд ихэсч, U^{238} изотопын хувьд нейтроны энергийн бүх мужид хуваагдах энергийн хурд ихэсч, харин бага энергийн мужид залгих урвалын хурд буурсан байна. Энэ нь реактор ажиллаж эхлэх үеийнхээс (Хүснэгт 2) өөр байгаа нь түлш шатсанаар голомтод нейтроноор хуваагдах болон залгих

огтлол өндөртэй голлох болон минор актиноидууд, хуваагдлын бүтээгдэхүүнүүд байдаг. JENDL 4.0-д JENLD 3.3-ийг бодвол 69-оор олон изотопууд нейтрон шингээж байгаа тул ураны хоёр изотопд шингээгдэж урвал явуулах нейтроны хэмжээ цөөрснөөр харгалзах урвалын хурд багассан байна.

Реактор ажиллаж дуусах үед голомт дахь минор актиноидын изотопуудын хуваагдах болон залгих (n, γ) урвалын хурдны харьцааг, харин зарим хуваагдлын бүтээгдэхүүний залгих урвалын хурдны харьцааг JENDL-3.3 ба -4.0 санг ашиглан нейтроны энергийн мужаас хамааруулан тооцсон үр дүнг Хүснэгт 4, 5-д харуулав.

Хүснэгт 4. Реактор ажиллаж дуусах үед минор актиноидуудын хуваагдах урвалын хурд (R_f) болон залгих (n, γ) урвалын хурдыг (R_c) JENDL-3.3 ба -4.0 санг ашиглан нейтроны энергийн мужаас хамааруулсан үр дүн.

Нейтроны энергийн муж	$R_f(JENDL3.3)/R_f(JENDL4.0)$				$R_c(JENDL3.3)/R_c(JENDL4.0)$			
	Pu ²³⁹	Np ²³⁷	Am ²⁴¹	Cm ²⁴²	Pu ²³⁹	Np ²³⁷	Am ²⁴¹	Cm ²⁴²
10 ⁻⁵ – 1 эВ	1.14	1.85	1.64	2.05	1.14	1.78	1.36	1.52
1 эВ – 1 кэВ	0.88	1.45	1.17	1.16	0.89	1.38	1.08	1.13
1 кэВ – 100 кэВ	0.86	1.71	1.09	1.36	0.89	1.52	1.24	0.82
100 кэВ -1 МэВ	0.84	1.41	1.11	1.42	0.89	1.37	1.13	0.74
1 МэВ – 20 МэВ	0.85	1.44	1.13	1.39	0.84	1.32	1.50	0.91

Реактор ажиллаж дуусах үед үүссэн минор актиноидуудын атомын нягтын харьцааг Хүснэгт 5-д харуулав.

Хүснэгт 5. Реактор ажиллаж дуусах үед минор актиноидуудын атомын нягт (атом/барн-см) JENDL-3.3 ба -4.0 сангаас хамаарах нь.

Минор актиноид	JENDL-3.3	JENDL-4.0	JENDL-3.3/JENDL-4.0
Np237	4.04E-03	2.88E-03	1.41
Pu239	1.09E-02	1.31E-02	0.83
Am214	1.08E-03	9.86E-04	1.09
Cm-242	1.03E-04	1.03E-04	1.00

Хүснэгт 4-д минор актиноидуудын (Pu²³⁹-оос бусад) хуваагдах урвалын хурд нь нейтроны энергийн бүх мужид JENDL 4.0 санг ашигласан тохиолдолд буурсны шалтгаан бол уг санд эдгээрийн хуваагдах урвалын огтлол багассан [8], мөн Зураг 1-д үзүүлснээр нейтроны урсгал буурсан, Хүснэгт 5-д харуулснаар атомын нягт цөөрсөнтэй холбоотой. Харин JENDL 4.0 санд минор актиноидын залгих урвалын огтлол их ч, Зураг 1-д харуулсан нейтроны урсгал болон Хүснэгт 5 дэх атомын нягт буурсан учраас

Хүснэгт 4-д харуулснаар залгих урвалын хурд нь багассан байна.

Реактор ажиллаж дуусах үед голомт дахь зарим хуваагдлын бүтээгдэхүүнүүдийн залгих (n, γ) урвалын хурдны харьцааг JENDL-3.3 ба -4.0 санг ашиглан нейтроны энергийн мужаас хамааруулан тооцсон үр дүнг Хүснэгт 6-д, атомын нягтын харьцааг Хүснэгт 7-д харуулав.

Хүснэгт 6. Реактор ажиллаж дуусах үед зарим хуваагдлын бүтээгдэхүүнүүдийн залгих (n, γ) урвалын хурдыг (R_c) JENDL-3.3 ба -4.0 санг ашиглан нейтроны энергийн мужаас хамааруулсан үр дүн.

Нейтроны энергийн муж	$R_c(JENDL3.3)/R_c(JENDL4.0)$					
	Zr ⁹⁵	I ¹³⁵	Xe ¹³⁵	Sm ¹⁴⁹	Eu ¹⁵⁵	Gd ¹⁵⁷
10 ⁻⁵ – 1 эВ	1.33	1.32	1.29	1.05	1.80	1.40
1 эВ – 1 кэВ	0.99	1.03	0.97	0.76	1.54	0.87
1 кэВ – 100 кэВ	0.99	1.00	1.87	0.82	1.52	0.92
100 кэВ -1 МэВ	1.15	0.99	2.26	0.78	1.66	0.91
1 МэВ – 20 МэВ	0.93	1.00	3.09	0.67	2.90	1.01

Хүснэгт 7. Реактор ажиллаж дуусах үед зарим хуваагдлын бүтээгдэхүүнүүдийн атомын нягт (атом/барн-см) JENDL-3.3 ба -4.0 сангаас хамаарах нь.

Хуваагдлын бүтээгдэхүүн	JENDL-3.3	JENDL-4.0	JENDL-3.3/JENDL-4.0
Zr-95	1.08E-04	1.13E-04	0.96
I-135	5.13E-07	5.21E-07	0.99
Xe-135	5.98E-07	6.44E-07	0.93
Sm-149	1.58E-05	2.17E-05	0.73
Eu-155	4.50E-05	3.13E-05	1.44
Gd-157	8.67E-07	9.49E-07	0.91

Хүснэгт 6-д үзүүлсэн зарим хуваагдлын бүтээгдэхүүний залгих урвалын хурд нь JENDL 4.0 сан ашигласан тохиолдолд буурсны шалтгаан бол хэдийгээр уг санд эдгээрийн залгих урвалын огтлол бараг өөрчлөгдөөгүй [8] ба Хүснэгт 5-д харуулснаар атомын нягт ихэссэн ч, Зураг 1-д үзүүлснээр голомт даяарх нейтроны урсгал хоёр эрэмбээр буурсантай холбоотой юм. Иймд JENDL4.0 санд нейтрон шингээгч изотоп олныг нэмж оруулснаар голомт даяар нейтроны урсгал багассан (Зураг 1) тул U²³⁵-ийн хуваагдах хурд буурснаар (Хүснэгт 3) JENDL 3.3 санг ашигласантай харьцуулбал шаталт 29 ГВт*хоног/тн-оор, голомтын ажиллах хугацаа ойролцоогоор 7 жилээр богиносоход хүргэж байна.

ДҮГНЭЛТ

1. Энэ ажилд 100 МВт чадлын, төвдөө нэг ойлгогчин блоктой, цагираган хийцтэй, призмэн ОТХР-ийн голомтын нейтроник тооцоолол болон түлшний шаталтын цөмийн урвалын өгөгдлийн JENDL -3.3, -4.0 санг ашиглан гүйцэтгэв.
2. JENDL 4.0 санд нейтроныг шингээгч 69 изотопыг шинээр тооцож авч үзсэнээр голомт даяарх нейтроны урсгал буурсныг харуулав.
3. JENDL 4.0 санг ашиглахад нейтроны бага энергийн мужид шингээгдэх (хуваагдах+залгих) урвалын хурд ихэссэн тул реактор ажиллаж эхлэх үед нейтрон үржүүлэх эффектив фактор 0.03%-иар ихэссэн болохыг тогтоов.
4. Харин реактор ажиллаж дуусах үед JENDL 4.0 санг ашиглахад нейтроны энергийн бүх мужид шингээгдэх урвалын хурд ихэссэн ч, U^{235} -ийн хуваагдах урвалын хурд буурсан тул голомтын ажиллах хугацаа болон түлшний шаталт 29 ГВт*хоног/тн-оор буурсаныг олов.

НОМЗҮЙ

- [1] Т.Жамъянсүрэн, С.Одмаа, Н.Норов, Б.Мөнхбат. Бага чадлын өндөр температурын хийн реакторын голомтын дизайны судалгаа. Залуу судлаачдын эрдэм шинжилгээний бага хурал. Байгалийн ухааны салбар. 2016.10.29. Хүрэлтогоот-2016 эрдэм шинжилгээний хурлын эмхтгэл. Улаанбаатар. хх24-28.
- [2] S.Odmaa, T.Jamyansuren, O.Toru, N.Norov and B.Munkhbat. Design parameters in an annular, prismatic HTGR for passive decay heat removal. *Annals of Nuclear Energy*, 111 (2018) 441-448.
- [3] С. Одмаа, Т. Жамъянсүрэн, Н. Норов. Задралын дулаанаа идэвхгүйгээр зайлуулах чадвартай, төвдөө ойлгогчтой, өндөр температурын хийн хөргөлттэй реакторын голомтын дизайны судалгаа. МУИС, Физик.25(478) 2017, 34-40
- [4] Nagaya Y et al. MVP/GMVP II: general-purpose Monte Carlo code for neutron and photon transport calculations based on continuous energy and multigroup methods. JAERI-1348. Japan: Japan Atomic Energy Research Institute; 2005.
- [5] Okumura K et al. MVP-BURN user's manual. Japan: Atomic Energy Agency; 2005.
- [6] K. Shibata, T. Kawano, T. Nakagawa, O. Iwamoto, J. Katakura, T. Fukahori, S. Chiba, A. Hasegawa, T. Murata, H. Matsunobu, T.

Ohsawa, Y. Nakajima, T. Yoshida, A. Zukeran, M. Kawai, M. Baba, M. Ishikawa, T. Asami, T. Watanabe, Y. Watanabe, M. Igashiri, N. Yamamuro, H. Kitazawa, N. Yamano and H. Takano: "Japanese Evaluated Nuclear Data Library Version 3 Revision-3: JENDL-3.3," J. Nucl. Sci. Technol. 39, 1125(2002)

- [7] S.Odmaa and T.Obara. Neutronic and thermo-hydraulic analyses of a small, long-life HTGR for passive decay-heat removal. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 52, Issue 12, 2015, pp1519-1529. <http://dx.doi.org/10.1080/00223131.2015.1017546>
- [8] K. Shibata, O6 Iwamoto, T. Nakagawa, N. Iwamoto, A. Ichihara, S. Kunieda, S. Chiba, K. Furutaka, N. Otuka, T. Ohsawa, T. Murata, H. Matsunobu, A. Zukeran, S. Kamada, and J. Katakura: "JENDL-4.0: A New Library for Nuclear Science and Engineering," J. Nucl. Sci. Technol.. 48(1), 1-30(2011).
- [9] Go. Chiba, Keisuke Okumura, Kazuteru Sugino, Yasunobu Nagaya, Kenji Yokoyama, Teruhiko Kugo, Makoto Ishikawa and Shigeaki Okajima. JENDL-4.0 Benchmarking for Fission Reactor Applications. *Journal of Nuclear Science and Technology*, Vol. 48, No 2. p.172-182.

SU(2) ба SU(3) бүлэгт суурилсан латтис гэйж онолуудаас гарах физик үр дүнгүүдийн ялгаа

Г. Энхтуяа*, Ч. Содбилэг, П. Баттогтох

Латтис КХД-ын лаборатори, Онолын физикийн салбар, Физик технологийн хүрээлэн, Шинжлэх ухааны академи

Энэ ажлаар бид кварк хоорондын өнгөний харилцан үйлчлэлийг илэрхийлдэг SU(2) ба SU(3) бүлэгт суурилсан онолууд, тэдгээрийн ялгаатай болон адил талуудыг судлав. Мөн эдгээр онолуудаас гарах физик үр дүнгүүдийн ялгааг өмнө нь хийгдсэн ажлуудыг харьцуулах замаар тодорхойллоо. Ингэхдээ урсгалын хоолойн өргөн, таталцлын коэффициент, кварк хоорондын потенциал зэрэг хэмжигдэхүүнүүдийг харьцуулсан. Харьцуулсан бүх хэмжигдэхүүнүүдийн хувьд SU(3) онолоос гарсан үр дүн нь SU(2) онолоос гарсан үр дүнгээс тоон утгаараа их байгааг олж тогтоолоо.

PACS numbers: 11.15 Na, 12.38 Gc.

I. ОРШИЛ

Цэвэр SU(N) онол нь их температур дахь деконфайнмент фазаас бага температуртай конфайнмент фаз руу шилжих фазын шилжилтийг илэрхийлдэг. SU(2) болон SU(3) групууд нь абелын бус гэйж групууд юм. SU(2) гэйж груп нь гурван үүсгэгчтэй Паулын матрицаар илэрхийлэгддэг. SU(3) гэйж груп нь найман үүсгэгчтэй Гейл Манн матрицаар илэрхийлэгддэг. Квант хромодинамикт дээрх хоёр груп нь кваркуудын хоорондын “өнгө”-ний харилцан үйлчлэлийг илэрхийлдэг. SU(2) группыг кваркуудын хоорондох харилцан үйлчлэлийг тооцохдоо илүү хялбар, ерөнхий тохиолдол болгон ашигладаг. Гэсэн хэдий ч энэ бүлэгт суурилсан онол нь кварк хоорондын харилцан үйлчлэлийн талаар тодорхой, чухал мэдээллүүдийг өгч чаддаг. Харин кваркуудын өнгөний харилцан үйлчлэлийг бүрэн, яг нарийн илэрхийлэх онол бол SU(3) бүлэгт суурилсан онол юм. Кваркуудын хоорондын харилцан үйлчлэлийг зөөдөг найман төрлийн глюон байдаг бөгөөд SU(3) группын найман үүсгэгч нь эдгээр глюонуудыг илэрхийлнэ. Дээрх хоёр группэд суурилсан онолоос гарах физик үр дүнгүүд нь шинж чанар, хамаарлын хувьд адил боловч тоон утгын хувьд ялгаа гардаг. Мөн эдгээр хоёр онол нь кваркуудын конфайнмент төлвөөс деконфайнмент төлөвт шилжих фазын шилжилтийн эрэмбээрээ ялгаатай. Өөрөөр хэлбэл, SU(2) бүлэгт суурилсан онол нь хоёрдугаар эрэмбийн фазын шилжилттэй бол SU(3) нь нэгдүгээр эрэмбийн фазын шилжилттэй. Хоёрдугаар эрэмбийн фазын шилжилт нь тасралтгүй шинж чанартай байдаг

бол нэгдүгээр эрэмбийн фазын шилжилт нь тасралттай шинж чанартай байдаг. Тиймээс деконфайнмент төлөвт шилжиж байгааг илэрхийлж, эрэмбийн параметр болдог физик хэмжигдэхүүнүүдийн шинж чанар нь деконфайнмент болох цэг дээр ялгаатай байдаг. Finite-size scaling шинж чанарыг судласнаар фазын шилжилтийн эрэмбийг ялгаж, бэхэлж өгдөг. Өөрөөр хэлбэл, хоёрдугаар эрэмбийн фазын шилжилтийн хувьд finite-size эффект үр дүнд тийм ч их нөлөө үзүүлдэггүй байхад нэгдүгээр эрэмбийн шилжилтийн хувьд finite-size эффект чухал нөлөөтэй байдаг. Тухайлбал, өгөгдсөн N_t -ийн хувьд критик температурт харгалзах критик холбоосын тогтмол (β_c)-ийг тогтооход SU(2) онолын тохиолдолд тухайн нэг огторгуйн эзлэхүүнтэй латтис дээр тодорхойлсон β_c бусад өөр, ялгаатай эзлэхүүний хувьд ижил тодорхойлогддог бол SU(3) онолын хувьд критик холбоосын тогтмол латтисын огторгуйн эзлэхүүнээс хамаарч өөрчлөгдөж байдаг буюу өөрөөр хэлбэл, латтисын эзлэхүүн ихсэхэд β_c -ийн утга ихэсдэг. Тиймээс бид SU(3) онолын хувьд тухайн нэг N_t -д харгалзах β_c -ийн тодорхой нэг утгыг ашиглахын тулд хязгааргүй эзлэхүүнтэй байх термодинамик хязгаар руу экстраполяци хийх шаардлагатай болдог. Экстраполяци хийх энэ үйлдэл нь дараах

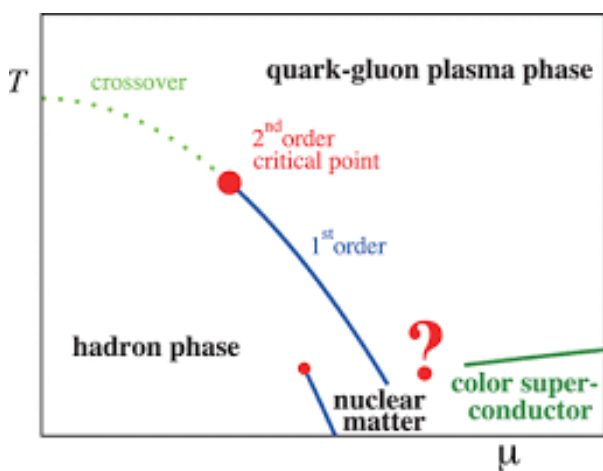
$$\beta_c(N_t, \infty) = \beta_c(N_t, N_s) - h \left(\frac{N_t}{N_s} \right)^3 \quad (1)$$

гэсэн тэгшитгэлийн дагуу хэрэгждэг [1]. Энд $h \leq 0.1$ байна. Тиймээс латтисын орон зайн том эзлэхүүн болон өндөр статистик нь нэгдүгээр эрэмбийн шилжилтийн цэвэр сигналыг ялгаж авахад шаардлагатай байдаг. Мөн нэгдүгээр

* Electronic address: enkhutuya.galsandorj@gmail.com

эрэмбийн шилжилтийн цэвэр сигналыг гарган авахад латтисын огторгуйн өргөсөлт N_s нь хугацааны өргөсөлт N_t -аас хамгийн багадаа зургаа дахин их байх ёстой гэдгийг [2]-д тогтоосон байдаг. $SU(2)$ гэйж онолын тохиолдолд бид үр дүнг гурван хэмжээст Ising моделин үр дүнтэй харьцуулж, шалгаж үздэг бол $SU(3)$ гэйж онолын тохиолдолд бид оронд нь гурван-төлөвт Potts моделиг авч үздэг. Мөн $SU(2)$ нь $Z(2)$ төвийн симметртэй байдаг бол $SU(3)$ нь $Z(3)$ төвийн симметртэй байдаг.

КХД-ын фазын диаграмыг авч үзвэл нэгдүгээр эрэмбийн фазын шилжилт нь барионы нягт өндөр байх мужид тохиолдоно гэж үздэг. Зураг 1-т фазын диаграммын зургийг харууллаа. Зургаас нэг ба хоёрдугаар эрэмбийн фазын шилжилтүүд болох критик цэгүүдийг харж болно.



Зураг 1. КХД-ын фазын диаграм.

Quenched ойролцоолол буюу динамик кваркуудыг тооцоогүй цэвэр гэйж орны тохиолдолд деконфайнмент болох критик температур нь $SU(3)$ онолд 208МэВ, 260МэВ, 280МэВ зэрэг утгууд тодорхойлогддог бөгөөд энэ нь $SU(2)$ онолоос гардаг үр дүнтэй харьцуулахад их утгатай байна. Кваркуудын төрлүүдийг тооцох үед энэ утга буурдаг. Энэхүү өгүүлэл нь дөрвөн бүлгээс бүрдэнэ. Нэгдүгээр бүлэгт оршил хэсгийг, хоёрдугаар бүлэгт нэг ба хоёрдугаар эрэмбийн шилжилтүүдийн талаар, тэдгээрийн онцлогуудын талаар онолын хэсгийг тус тус багтаасан. Гуравдугаар бүлэгт физик хэмжигдэхүүний тоон утганд гардаг ялгааг эдгээр онолуудаас гарсан үр дүнгүүдийг харьцуулан тодорхойлсон. Бүлэг дөрөвт дүгнэлтийг оруулсан.

II. ЭРЭМБИЙН ПАРАМЕТРУУД

A. Таталцлын коэффициент

Конфайнмент үзэгдлийн гол учир шалтгаан болсон зайнаас шугаман хамаарч өсдөг потенциал нь температур ихсэхэд буурч эхэлдэг. Ийнхүү буурсаар деконфайнмент болох критик температур дээр тэг болж байвал хоёрдугаар эрэмбийн фазын шилжилт, температураас хамаарч буурсан хэдий ч критик температур дээр тодорхой утгатай байвал нэгдүгээр эрэмбийн фазын шилжилт явагдаж байна гэж үздэг. Энэхүү температураас хамаарч потенциал буурч байгаагийн шалтгаан нь потенциалын зайнаас шугаман хамаарлын коэффициент болох таталцлын коэффициент (σ) нь температураас хамаарч буурч эхэлдэгээс болдог. Тиймээс энэ таталцлын коэффициентын бууралт нь мөн дээрх потенциалтай нэгэн адил хамаарлаар нэг, хоёрдугаар эрэмбийн фазын шилжилтийг ялгадаг. Өөрөөр хэлбэл, нэгдүгээр эрэмбийн шилжилтийн үед критик температур дээр тэг бус утгатай байдаг бол хоёрдугаар эрэмбийн шилжилтийн үед таталцлын коэффициент температураас хамаарч тасралтгүй буурсаар критик температур дээр тэг болдог. Тиймээс таталцлын коэффициент σ нь $SU(2)$ онолын тохиолдолд конфайнмент болон деконфайнмент фазуудыг ялгах эрэмбийн параметр болон ашиглагддаг. $SU(3)$ онолоор таталцлын коэффициентыг тооцохдоо $SU(2)$ онолд бидний тооцоолдог байсан аргатай ижил техник хэрэглэн гаргаж авдаг.

Температураас хамааралтай таталцлын коэффициентыг түүний тэг температур дээрх утганд нормчлоход Nambu-Goto-ын моделээр илэрхийлэгддэг. $SU(2)$ онолд

$$\frac{\sigma(T)}{\sigma(0)} = \sqrt{1 - \frac{T^2}{T_c^2}} \quad (2)$$

гэж өгөгддөг бол $SU(3)$ онолд

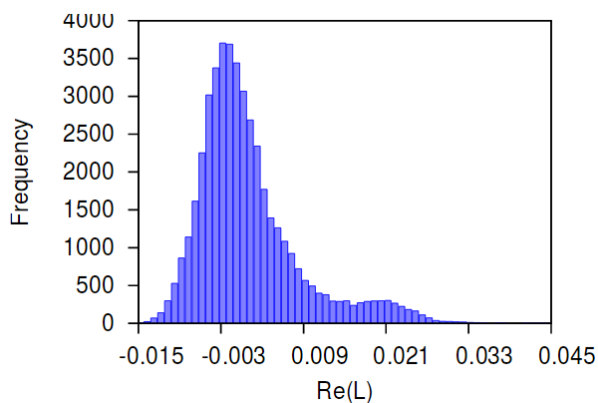
$$\frac{\sigma(T)}{\sigma(0)} = a \sqrt{1 - b \frac{T^2}{T_c^2}} \quad (3)$$

гэж өгөгддөг [3]. Тэгшитгэл 3-д байгаа a , b коэффициентуудын утгууд нь энэ тэгшитгэлийн дагуу таталцлын коэффициентын датанд фит хийснээр гарч ирдэг. Энэ нь критик температур дээрх таталцлын коэффициентын тэг бус утганд хүргэдэг. [3] ажилд $\sigma(T_c)/\sigma(0) = 0.121(35)$ гэж гаргасан бөгөөд энэ нь нэгдүгээр эрэмбийн фазын шилжилтийн баталгаа юм.

В. Поляковын гогцоо

КХД-т Поляковын гогцоо нь эрэмбийн параметр болж ашиглагддаг. Өөрөөр хэлбэл Поляковын

гогцооны дундаж утга тэгтэй тэнцүү, $\langle L \rangle = 0$, байвал конфайнмент фаз, дундаж утга тэг бус утгатай, $\langle L \rangle \neq 0$, байвал деконфайнмент фазад байна гэж ялгадаг. SU(2) онолд Поляковын гогцоо нь бодит утгатай байдаг бол SU(3) онолд Поляковын гогцоо нь комплекс утга авдаг. Цэвэр SU(3) онолд, критик цэг дээр конфайнмент болон деконфайнмент фазууд зэрэгцэн оршиж байдаг ба үүнээс шалтгаалж SU(3) онолд, T_c -тэй ойр (T_c -аас бага) байх температурын утганд симуляци явуулах үед деконфайнмент фазын хольц орж ирдэг. Үүнийг Поляковын гогцооны хугацааны гистограмыг байгуулснаар харж болно. Зураг 2-т харагдаж байгаа жижиг пик нь деконфайнмент фазын хольцыг харуулж байна.



Зураг 2. Поляковын гогцооны гистограм, $0.98T_c$ [4].

Харин критик цэг дээр ижил хэмжээтэй, бие биенээсээ сайн салсан, Гаусс-төст хоёр пик илэрдэг. Энэ нь конфайнмент ба деконфайнмент фазууд нь критик цэг дээр зэрэгцэн оршиж байгааг харуулдаг. SU(2) онолд Поляков гогцооны гистограм нь ямар ч температурын хувьд нэг пиктэй байдаг.

С. Поляковын гогцооны мэдрэх чадвар

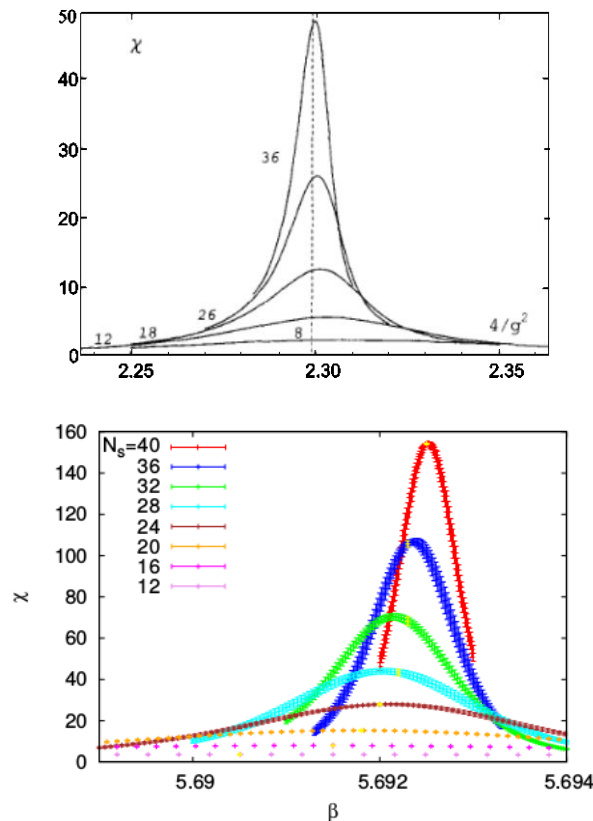
Поляков гогцооны мэдрэх чадвар нь $\chi = V \cdot (\langle L^2 \rangle - \langle L \rangle^2)$ гэж тодорхойлогддог. Энд $V = N_s^3$ буюу латтисын огторгуйн эзлэхүүн юм. Энэ мэдрэх чадвар нь нөгөө талаас эрэмбийн параметр болох Поляков гогцооны флуктуацыг илэрхийлдэг. Энэ хэмжигдэхүүний хувьд нэг хоёрдугаар эрэмбийн фазын шилжилтийн үед шилжилтийн цэгийн ойролцоо пик илэрдэг. Пикийн өндөр, өргөн зэрэг хэмжигдэхүүнүүдийн хэмжээ нь finite-size scaling онолоор тайлбарлагддаг. Finite-size scaling онол нь симметр латтисын хуваарь дээр түүний өндөр $\chi_{max}(V)$ болон өргөн $\delta\beta_c(V)$ -г дараах зэрэгт функцаар

$$\chi_{max}(V) \sim V^\rho, \quad \delta\beta_c(V) \sim V^{-\sigma} \quad (4)$$

гэж таамагладаг ба пикийн байрлал $\beta_c(V)$ нь $\beta_c(V) - \beta_c(\infty) \sim V^{-\sigma}$ болж шилждэг [5]. Нэгдүгээр эрэмбийн шилжилтийн хувьд эдгээр зэргүүд нь огторгуй нь d гэсэн хэмжээтэй үед $\rho = \sigma = d$ байна гэж таамагладаг. Хоёрдугаар эрэмбийн шилжилтийн хувьд finite-size scaling нь $\rho = \gamma/\nu$, $\sigma = 1/\nu$ (γ ба ν нь стандарт критик экспонент) гэж таамагладаг бөгөөд эдгээрийн утга нь d гэсэн утгыг тооцдог нэгдүгээр эрэмбийнхээс бага байдаг.

3-н хэмжээст Ising моделийн хувьд энгийн хоёрдугаар эрэмбийн шилжилттэй бөгөөд жишээлбэл ν ба η экспонентуудын хувьд сайн мэдэх дахин нормчлолын группын үр дүн нь $\gamma/\nu = 2 - \eta = 1.969(5)$ ба $1/\nu = 1.590(1)$ гэсэн үр дүнг өгдөг ба өргөтгөсөн finite-size scaling баталгаа нь эдгээр утгуудтай таардаг буюу өөрөөр хэлбэл, $\rho = 1.98(2)$ байдаг.

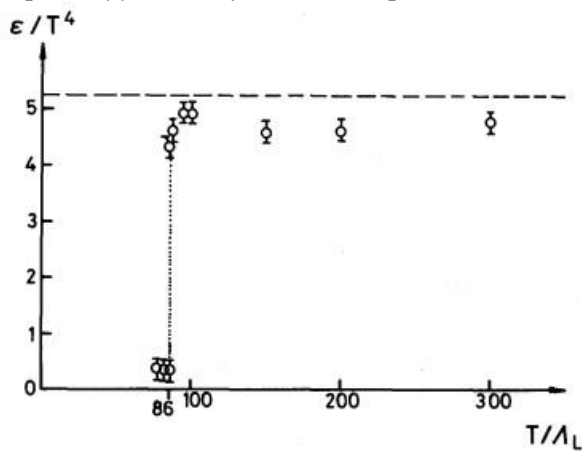
$N_t = 4$ үед, огторгуйн эзлэхүүн өөр өөр хэмжээтэй үед Поляков гогцооны мэдрэх чадварыг SU(2) ба SU(3) онолуудад тус тус зурсныг Зураг 3-т харууллаа. Зургаас харахад SU(2) онолын хувьд латтисын огторгуйн эзлэхүүн өөрчлөгдөхөд пикийн байрлал бараг өөрчлөгдөхгүй байхад, SU(3) онолын хувьд эзлэхүүнээс хамаарч пикийн байрлал шилжиж байгаа нь харагдаж байна. Иймээс SU(3) онолын хувьд β_c -ийн утгыг хязгааргүй том эзлэхүүнтэй байх хязгаар руу Тэгшитгэл 1-ийг ашиглан экстраполяци хийдэг.



Зураг 3. Поляковын гогцооны мэдрэх чадвар. Дээд: SU(2) [6], Доод: SU(3) [7].

Д. Энергийн нягт ба нуугдмал дулаан

Нэгдүгээр эрэмбийн фазын шилжилт болох цэг дээр хоёр фаз хугацааны нэг агшинд нэгэн зэрэг оршин байдаг гэдгийг бид өмнө дурдсан. Тэдгээрийн хоорондын балансыг хадгалахын тулд энэ хоёр фазад даралт нь ижил байх ёстой. Харин нөгөө талаас энергийн нягтууд нь эдгээр хоёр фазад ялгаатай байх ёстой. Энэ энергийн нягтын ялгааг **нуугдмал дулаан** гэж нэрлэдэг. Энэ хэмжигдэхүүн нь нэгдүгээр эрэмбийн шилжилтийг тодорхойлдог хамгийн чухал физик хэмжигдэхүүнүүдийн нэг юм. Фазын шилжилтийн үед авч үзэж байгаа энэ хэмжигдэхүүн нь шинэ материйн төлөв үүсгэхийн тулд системд хэр их энерги шаардлагатай вэ? гэдгийг илэрхийлдэг. SU(2) онолд энэ хэмжигдэхүүн нь тэг утгатай байдаг бол SU(3) онолд тэг бус утгатай байна. Нуугдмал дулаан нь критик цэг дээрх энергийн нягтын тасралтаар илэрхийлэгдэнэ. Зураг 3-т SU(3) онолын энергийн нягт темпеартураас хамаарах хамаарлыг харууллаа. Зургаас критик температур дээр энергийн нягтын тасралт ажиглагдаж байгаа нь харагдаж байна. Энэ зөрөөг нуугдмал дулаан гэж нэрлэдэг.



Зураг 4. Энергийн нягт температураас хамаарах хамаарал [9].

Нуугдмал дулааныг

$$\Delta\epsilon = \frac{1}{4} \frac{1}{N_s^3 N_\tau} \frac{12}{g_0} \beta(g_0) \Delta < P > \quad (5)$$

гэж тооцоолно. Энд $P = P_t + P_s$, $\beta(g_0) = a \frac{\partial g_0}{\partial a}$ буюу β -функц. β -функцыг оруулвал

$$\Delta\epsilon = \frac{1}{4} \frac{1}{N_s^3 N_\tau} \frac{12}{g_0} \left(\frac{11}{(4\pi)^2} + \frac{102^4}{4\pi} g_0^2 + \dots \right) \Delta < P > \quad (6)$$

гэсэн хэлбэртэй болно [8]. Эндээс плакетын тасралтыг хэмжсэнээр энергийн нягтын

тасралтыг тооцоолж болно гэдэг нь харагдаж байна.

III. ФИЗИК ҮР ДҮНГҮҮДИЙН ХАРЬЦУУЛАЛТ

А. Холбоосын тогтмол

Ижил температуртай үед SU(3) онолын холбоосын тогтмол $g^2(T)$ нь SU(2) онолынхтой харьцуулахад бага утгатай байдаг. Жишээлбэл [10] ажилд SU(3)-т $g^2(2T_c) = 2.0$ байхад SU(2)-т 2.7 байна гэж харуулсан байна. Үүнтэй аналогоор латтис нэгжээр илэрхийлэгдсэн хэмжигдэхүүнийг физик нэгж рүү шилжүүлэхэд ашиглагддаг scaling function нь ялгаатай байдаг. Өөрөөр хэлбэл хөндөх онолын β -функцын scale параметр нь SU(3)-т SU(2)-ынхоос бага зэргийн их байдаг. Scale параметрыг SU(2) онолд $\Lambda = 100$ МэВ гэж авч үздэг бол [11] ажилд SU(3) онолын Λ парметрыг 247 (16) МэВ гэж тооцсон байна. Иймээс $g^2 = \frac{2N}{\beta}$ гэсэн хамаарлын дагуу ижил температурт харгалзах латтис холбоосын тогтмол β -ын утга SU(3) онолд их, SU(2) онолд бага утгатай байдаг. Үүнийг Хүснэгт 1-ээс харж болно.

Хүснэгт 1. $N_\tau = 8$ үед ижил температурт харгалзах SU(2) ба SU(3) онолын латтис холбоосын тогтмол.

Температур, T_c	Холбоосын тогтмол (β)	
	SU(2)	SU(3)
$0.75T_c$	2.435	5.895
$0.86T_c$	2.475	5.973
$0.98T_c$	2.515	6.050
$1.13T_c$	2.560	6.143
$1.29T_c$	2.600	6.233

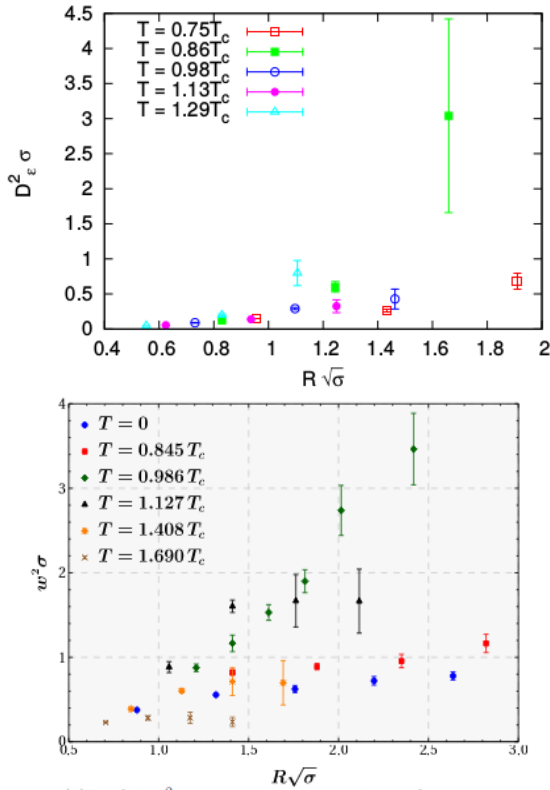
В. Глюоны урсгалын хоолойн өргөн

Конфайнмент фазад, температур ихсэхэд урсгалын хоолойн өргөн ихэсдэг. Харин декофайнмент цэгээс эхлэн температур ихсэхэд өргөн буурдаг. Энэ нь конфайнмент фазад холбоосын тогтмол $g^2(T)$ бага байхад өргөн их, $g^2(T)$ их байхад өргөн бага байна гэсэн үг. Харин деконфайнмент фазад $g^2(T)$ -ын бага утганд урсгалын хоолойн өргөний бага утга харгалзана гэсэн үг юм. Үүнийг илүү ойлгомжтой байхаар Хүснэгт 2-т харуулав. Иймээс SU(2) ба SU(3) онолуудын хувьд, конфайнмент фазад, ижил температурт, кваркууд ижил зайд байхад урсгалын хоолойн өргөн SU(2)-т бага, SU(3)-т их байна.

Хүснэгт 2. Урсгалын хоолойн өргөн ба холбоосын тогтмолын хамаарал.

Фаз	$g^2(T)$	Өргөн (D^2)
Конфайнмент	Их	Бага
	Бага	Их
Деконфайнмент	Их	Их
	Бага	Бага

Харин деконфайнмент фазад байхад, SU(2)-т өргөн их, SU(3)-т бага байна гэж таамаглаж байна. Бид конфайнмент фазад байх үед, SU(2) ба SU(3) онолуудын хувьд өргөний харьцуулалт хийлээ. Зураг 5-аас харахад температур $T = 0.98T_c$ утганд, кварк хоорондын зай $R\sqrt{\sigma} \approx 1.4$ (SU(2): $R\sqrt{\sigma} = 1.41$, SU(3): $R\sqrt{\sigma} = 1.45$) байх үед урсгалын хоолойн өргөн нь SU(2) онолд $D^2\sigma = 0.43$ байхад SU(3) онолд $D^2\sigma = 1.16$ байна.

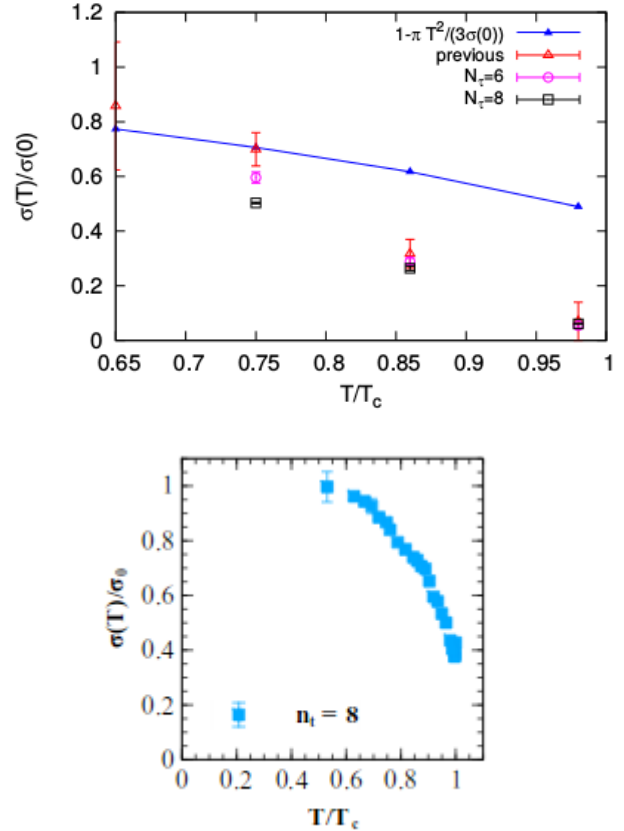


Зураг 5. Урсгалын хоолойн өргөн кварк хоорондын зайнаас хамаарах хамаарал. Дээд: SU(2) $40 \times 16^2 \times 8$ хэмжээтэй латтис [12], Доод: SU(3), $48^3 \times 8$ хэмжээтэй латтис [13].

С. Таталцлын коэффициент

Таталцлын коэффициент (σ) температур ихсэхэд буурдаг. Өөрөөр хэлбэл $g^2(T)$ бага байхад таталцлын коэффициент бага байна гэж үзнэ. Ижил температуртай байхад SU(3) онолд $g^2(T)$ бага байдаг учраас SU(2) онолын таталцлын коэффициент SU(3)-ынхаас их байна гэж

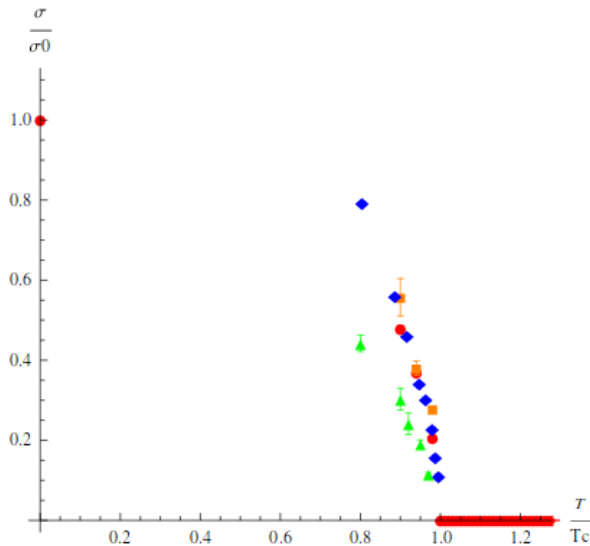
таамаглаж болно. Гэтэл Зураг 6, 7-оос харахад эсрэгээрээ байна. Өөрөөр хэлбэл Зураг 6-аас харахад ижил $T = 0.98T_c$ үед, SU(2) онолд $\frac{\sigma(T)}{\sigma(0)} = 0.059$ байхад, SU(3) онолынх 0.435 байна. Мөн Зураг 7-аас харахад, бүх температурын утганд SU(3) онолын таталцлын коэффициент SU(2) онолынхоос их байгаа нь харагдаж байна.



Зураг 6. Таталцлын коэффициент температураас хамаарах хамаарал. Дээд: SU(2) $40 \times 16^2 \times 8$ хэмжээтэй латтис [12], Доод: SU(3), $48^3 \times 8$ хэмжээтэй латтис [14].

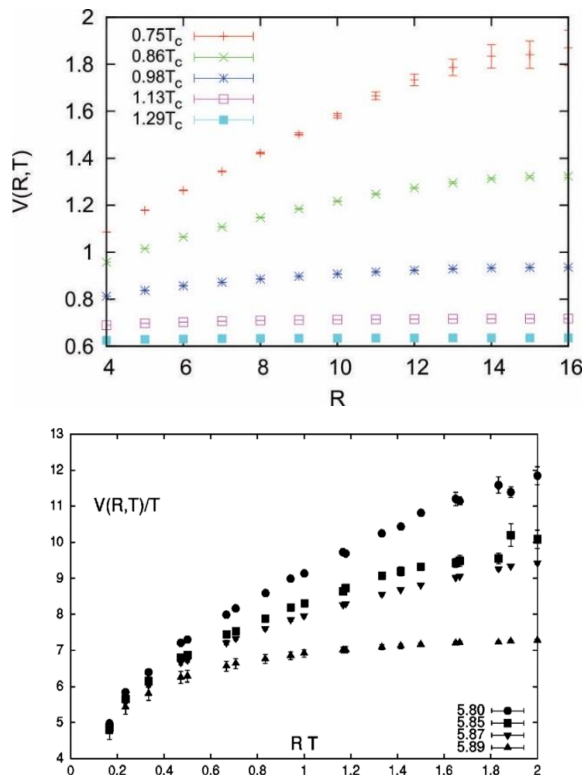
Д. Кварк хоорондын потенциал

Кварк хоорондын потенциалын температураас хамаарах хамаарал нь дээрх таталцлын коэффициенттэй ижил байдаг. Тиймээс SU(2) ба SU(3) онол дахь тоон утгууд нь таталцлын коэффициенттэй ижил хамааралтай байна гэж таамагласан. Зураг 8-д SU(2) ба SU(3) онолын тохиолдолд потенциал кварк хоорондын зайнаас хамаарах хамаарлыг хэд хэдэн температурын утганд зурсныг харуулж байна. Харьцуулалт хийхдээ SU(3)-ын тохиолдолд $0.99T_c$ -ын утгыг сонгож авсан ба харин SU(2)-ын тохиолдолд



Зураг 7. Таталцлын коэффициент температураас хамаарах хамаарал. Ногооноор $SU(2)$ -ын, цэнхэрээр $SU(3)$ -ын үр дүнг тус тус тэмдэглэсэн [15].

$0.98T_c - 1.13T_c$ интервалыг сонгон авч хооронд нь харьцуулсан. Бид $SU(2)$ онолоос гарсан үр дүнг температурын нэгж рүү шилжүүлэн харьцуулсан. Харьцуулсан үр дүнг Хүснэгт 3-т үзүүлсэн ба эндээс харахад $SU(2)$ онолын потенциалын утга $SU(3)$ -ынхаас бага байгаа нь харагдаж байна.



Зураг 8. Кварк хоорондын потенциал тэдгээрийн хоорондох зайнаас хамаарах хамаарал. Температурын хэд хэдэн утганд зурсан. Дээд: $SU(2)$ $32 \times 12^2 \times 6$ хэмжээтэй латтис [16], Доод: $SU(3)$ $32^3 \times 6$ хэмжээтэй латтис [3].

Хүснэгт 3. $SU(2)$ ба $SU(3)$ онолоос гарах кварк хоорондын потенциалын тоон утгууд.

RT	$SU(2)$	$SU(3)$
	$V(R,T)/T$ $0.98T_c - 1.13T_c$	$V(R,T)/T$ $0.99T_c$
0.67	4.88 – 4.11	6.61
1.00	5.13 – 4.20	6.91
1.67	5.42 – 4.24	7.22
2.00	5.55 – 4.27	7.25

IV. ДҮГНЭЛТ

Энэ ажлаар бид кваркуудын хооронд орших глюоны урсгалын хоолойн конфайнмент төлвөөс деконфайнмент төлөв рүү шилжих фазын шилжилтийг илэрхийлдэг $SU(2)$ ба $SU(3)$ бүлэгт суурилсан онолуудыг судаллаа.

Онолын хувьд ямар ямар ялгаанууд байдгийг судлан, тэдгээрээс гарах физик үр дүнгүүдийн тоон утгын ялгааг өмнө хийгдсэн ажлуудыг харьцуулан тогтоолоо. Бид урсгалын хоолойн өргөн, таталцлын коэффициент, кварк хоорондын потенциал зэрэг хэмжигдэхүүнүүдийг харьцуулсан. Ингэхдээ эхлээд, тухайн хэмжигдэхүүний температур, холбоосын тогтмолоос хамаарах хамаарлаас $SU(2)$ ба $SU(3)$ онолуудын үр дүнгүүдийн тоон утгууд ямар хамааралтай байхыг таамагласан. Дараа нь бид өмнө хийгдсэн ажлуудын үр дүнгүүдийг харьцуулж, энэ таамаглалаа шалгахад конфайнмент фаз дахь урсгалын хоолойн өргөний таамаглал тохирч байсан боловч таталцлын коэффициент болон потенциалын үр дүн эсрэгээрээ байсан. Харьцуулсан үр дүнгээс харахад, бүх хэмжигдэхүүнүүдийн хувьд $SU(2)$ онолын үр дүн $SU(3)$ -ынхаас тоон утгаараа бага байсан.

НОМЗҮЙ

- [1] G. Boyd, J. Engels, F. Karsch, E. Laermann, C. Legeland, M. Luetgemeier and B. Petersson, Thermodynamics of $SU(3)$ lattice gauge theory, Nucl. Phys. B469, 419-444, (1996).
- [2] Y. Iwasaki, K. Kanaya, et. al., Finite-temperature phase transition of $SU(3)$ gauge theory on $N_\tau = 4$ and 6 lattices, Phys. Rev. D46, 4657-4667, (1992).
- [3] O. Kaczmarek, F. Karsch, E. Laermann and M. Luetgemeier, Heavy Quark Potentials in

- Quenched QCD at High Temperature, Phys.Rev. D62, 034021, (2000).
- [4] P. Bicudo, N. Cardoso and M. Cardoso, Pure gauge QCD flux tube and their widths at finite temperature, arXiv:1702.03454 [hep-lat], (2017).
- [5] M. Fukugita, M. Okawa and A. Ukawa, Finite size scaling study of the deconfining phase transition in pure SU(3) lattice gauge theory, Nucl. Phys. B337 181-232, (1990).
- [6] J. Engels, T. Scheideler, The calculation of critical amplitudes in SU(2) lattice gauge theory, Nucl. Phys. B539 557-576, (1998).
- [7] Bernd A. Berg and Hao Wu, SU(3) deconfining phase transition with finite volume corrections due to a confined exterior, Phys. Rev. D88 074507, (2013).
- [8] H. J. Rothe, Lattice gauge theories: An introduction, World scientific, (2005).
- [9] T. Celik, J. Engels and H. Satz, The order of deconfinement transition in SU(3) Yang Mills gauge theory, Phys. Lett. 125B 411-414 (1983).
- [10] F. Karsch, E. Laermann and M. Lutgemeier, Three-Dimensional SU(3) gauge theory and the Spatial String Tension of the (3+1)-Dimensional Finite Temperature SU(3) Gauge Theory, Phys. Lett. B346 94-98, (1995).
- [11] R. G. Edwards, U. M. Heller and T. R. Klassen, Accurate scale determinations for the Wilson gauge action, Nucl. Phys. B517, 377-392, (1998).
- [12] Ch. Sodbileg, G. Enkhтuяа, E. Laermann and P. Battogtokh, Width and string tension of the flux tube at high temperature, J. Phys G: Nuclear and Particle physics, 45, (2017).
- [13] P. Bicudo, N. Cardoso and M. Cardoso, Pure gauge QCD flux tube and their widths at finite temperature, arXiv:1702.03454 [hep-lat], (2017).
- [14] N. Cardoso and P. Bicudo, Lattice QCD computation of SU(3) string tension critical curve, Phys. Rev. D85 077501, (2012).
- [15] P. Bicudo, The QCD string tension curve, the ferromagnetic magnetization, and the quark-antiquark confining potential at finite temperature, Phys. Rev. D82 034507, (2010).
- [16] Ч. Содбилэг, Э. Лаэрманн, Г. Гантулга, Г. Энхтуяа, Кварк-антикваркийн үүсгэх глюоны орны тархалтын симуляцыг GPU-ээр хурдасгасан үр дүнгээс, ФТХ-ийн Бүтээл №42 10-25, (2015).

Поликристаллын дифракцийн үр дүнг боловсруулах

Ж.Даваасамбуу*

МУИС, Шинжлэх Ухааны Сургууль, Физикийн тэнхим

Байгалийн шинжлэлийн олон салбарын судалгаанд рентген цацрагийн болон нейтроны дифракцийн аргуудыг өргөн хэрэглэдэг билээ. Гэвч эдгээр дифракцийн аргын боловсруулалтыг зөвхөн монокристаллын болон нунтгийн дифракцийн хэмжилтийн тохиолдолд бүрэн хийх боломжтой. Бусад тохиолдол буюу поликристаллын дифракцийн хэмжилтийн үр дүнг саяхныг хүртэл боловсруулж чадахгүй ирсэн нь олон шалтгаантай юм. Дифракцийн туршилтын хэмжилтийн үр дүнг боловсруулах, түүнээс кристалл бүтцийн талаар мэдээллийг олж авах нь тийм ч амар биш. Поликристаллын төдийгүй монокристаллын дифракцийн өгөгдлийг боловсруулах нь төвөгтэй. Сарнисан цацрагийн эрчим бүтцийн факторын квадратад пропорциональ учир фазын тухай мэдээлэл алдагддагаас кристалл бүтцийг тодорхойлох нь онолын хувьд байнгын асуудал юм. Нөгөө талаас лабораторийн рентген төхөөрөмжийн цацрагийн эрчим нь поликристаллыг бүрдүүлэгч хөврөл (grain) бүрийн Врегтийн рефлексийг бүртгэхэд хүрэлцээтэй биш, улмаар поликристаллын хөврөл бүрийн кристалл бүтцийг тодорхойлох тухай ойлголт байхгүй. Эдгээр шалтгааны улмаас поликристаллын дифракцийн хэмжилтийн үр дүн одоог хүртэл бүрэн гүйцэд боловсруулагдахгүйгээр явж ирсэн. Хэрэв энэхүү асуудлыг бүрэн шийдвэрлэвэл тэр нь судалгааны олон салбарт шинэ мэдээллийг олж авахад чухал ач холбогдолтой.

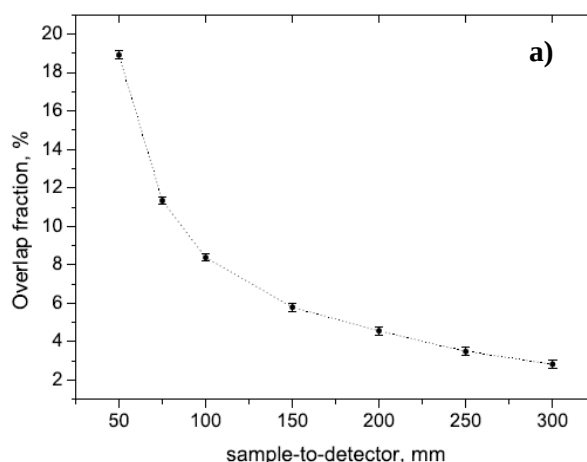
Сүүлийн үед өндөр эрчимтэй цацрагийн үүсгүүрүүд болох синхротрон цацрагийн үүсгүүрүүд болон дифракцийн пикүүдийг олноор нь хурдан бүртгэх 2 хэмжээст CCD детекторууд бий болсон нь поликристаллын дифракцийн аргыг цааш хөгжүүлэх боломжийг олгох боллоо[1-2].

Монокристалл дээжийг ургуулах нь амаргүй, мөн судалгааны дээжүүд ихэвчлэн поликристалл бөгөөд түүнчлэн дээжүүд туршилтын явцад гадны хүчний харилцан үйлчлэлийн нөлөөгөөр поликристалл болох тохиолдол их байдаг[3-5]. Жишээлбэл органик

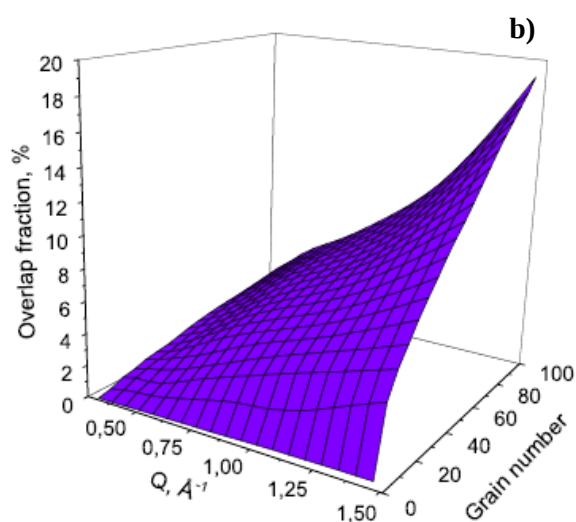
кристаллуудыг гэрлээр шарахад кристаллын бүтцэд өөрчлөлт орохоос гадна поликристалл хэлбэрт шилжих тохиолдол бас бий.

Энэхүү асуудлыг шийдэх үүднээс бид зарим органик хагас дамжуулагчийн хувьд поликристаллын дифракцийн хэмжилтийг оновчтой болгох зорилгоор дифракцийн пикийн давхцалын зэргийн тооцооллыг хийж гүйцэтгэлээ[6]. Поликристаллын дифракцийн пикийн давхцалын зэрэг нь хэмжилтийн үр дүнг боловсруулах гол хязгаарлалт юм. Давхцалын зэрэг 30% -аас дээш болвол хэмжилтийн үр дүнг боловсруулах бараг боломжгүй. Иймээс давхцалын зэрэг поликристалл дээжинд байгаа хөврөлийн тоо, хэмжилтийн нарийвчлал, туршилтанд ашиглаж буй рентген цацрагийн долгионы урт болон дээж-детектор хоёрын хоорондох зайнаас хэрхэн хамаарах зүй тогтолыг тогтоож туршилтын оновчтой горимыг олох нь нэг чухал ажил юм.

Энэхүү ажлын хүрээнд тетра-тиа-фулвален-хлор-анил (TTF-CA) гэж нэрлэгдэх органик хагас дамжуулагчийн хувьд поликристалл дээжний пикийн давхцалын зэрэг бусад туршилтын параметрээс хэрхэн хамаарах зүй тогтолыг тогтоов. Зураг 1-д давхцалын зэрэг дээж-детекторын хоорондох зайнаас (а), мөн тэр зай 100мм байх үед хэмжилтийн нарийвчлал болон дээжний хөврөлийн тооноос (b) хэрхэн хамаарахыг харууллаа.



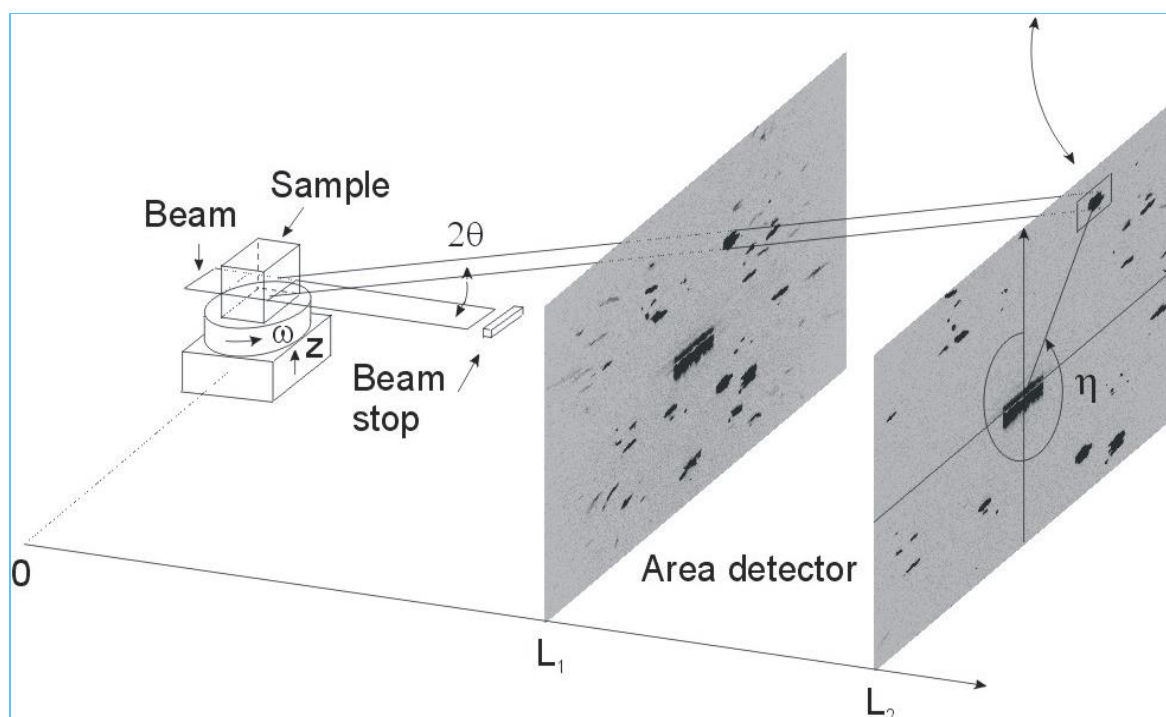
* Electronic address: davaasambu@num.edu.mn



Зураг 1. Поликристаллын дифракцийн пикийн давхцалын зэрэг.

Тооцоололоос давхцалын зэрэг дээж-детекторын хоорондох зай ихсэх тусам буурч, харин хөврөлийн тоо болон хэмжилтийн нарийвчлалыг сайжруулах тусам ихсэж байгаа нь харагдаж байна.

Энэ тооцоололд тулгуурлан туршилтын параметруудийг дараахь утгатай байхаар сонгон авлаа. Үүнд давхцалын зэрэг 5%-аас хэтрэхгүй байж рентген цацрагийн долгионы урт 0.6Å , хэмжилтийн нарийвчлал 0.75Å^{-1} , дээж-детектор хоёрын хоорондох зай 100мм байхаар сонгож туршилтыг хийж гүйцэтгэлээ. Хамбургын Электроны Синхротроны Төвд (DESY) TTF-CA поликристалл дээжинд хэмжилтийг хийж гүйцэтгэн “multigrain” аргуудыг[7-9] ашиглан боловсруулалтыг хийлээ. Поликристаллын туршилтын ерөнхий бүдүүвчийг Зураг 2-т харуулав.



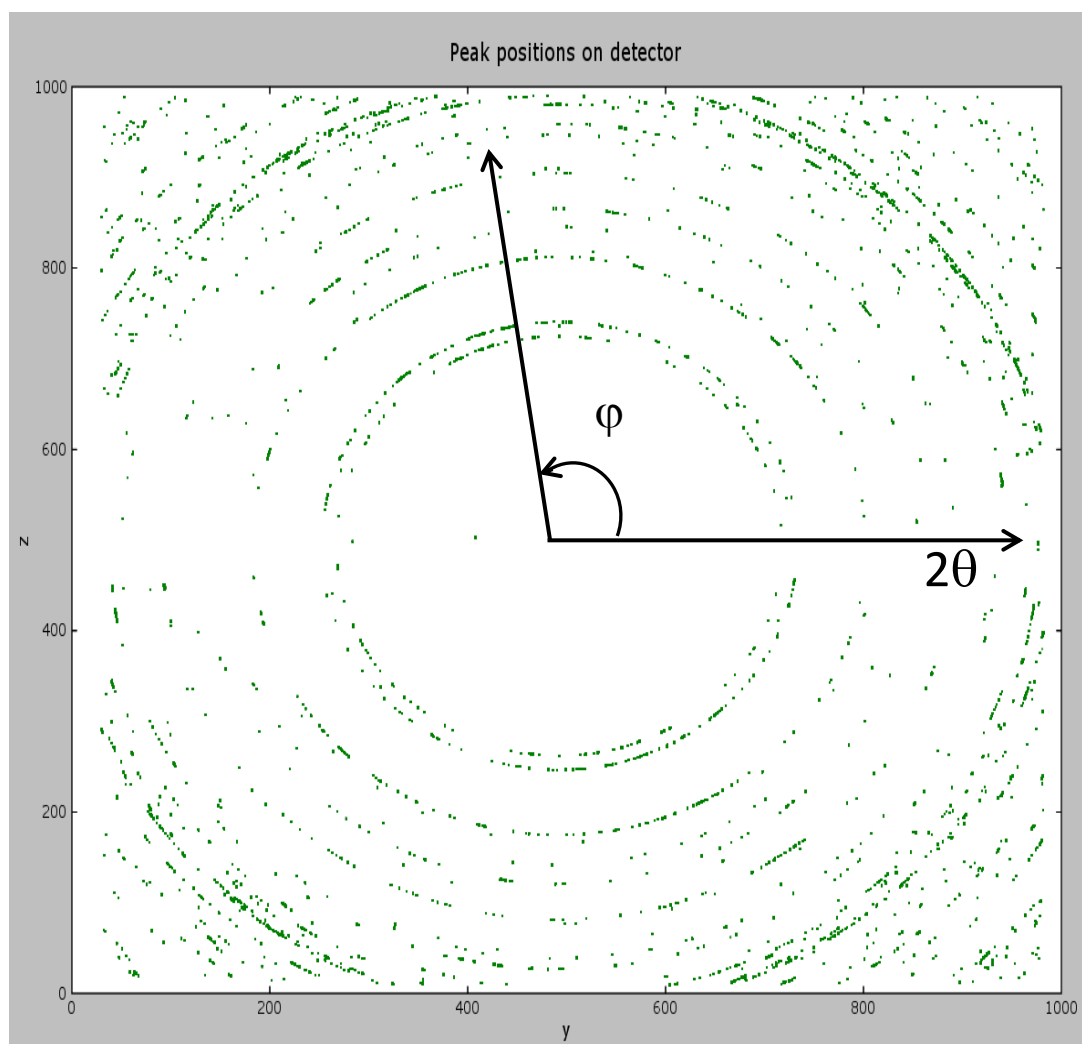
Зураг 2. Поликристаллын дифракцийн туршилтын схем.

Поликристалл дээжний дифракцийн хэмжилтийг боловсруулах multigrain аргын гол санаа нь параллел биш хавтгайгаас ойсон дифракцийн 2 пикийн бүлийг сонгон боломжит бүх чиглэлийн матрицийг байгуулж улмаар хэмжилтийн бүх пикийг харгалзах хөврөл бүрээр нь ангилан ялгахад оршино.

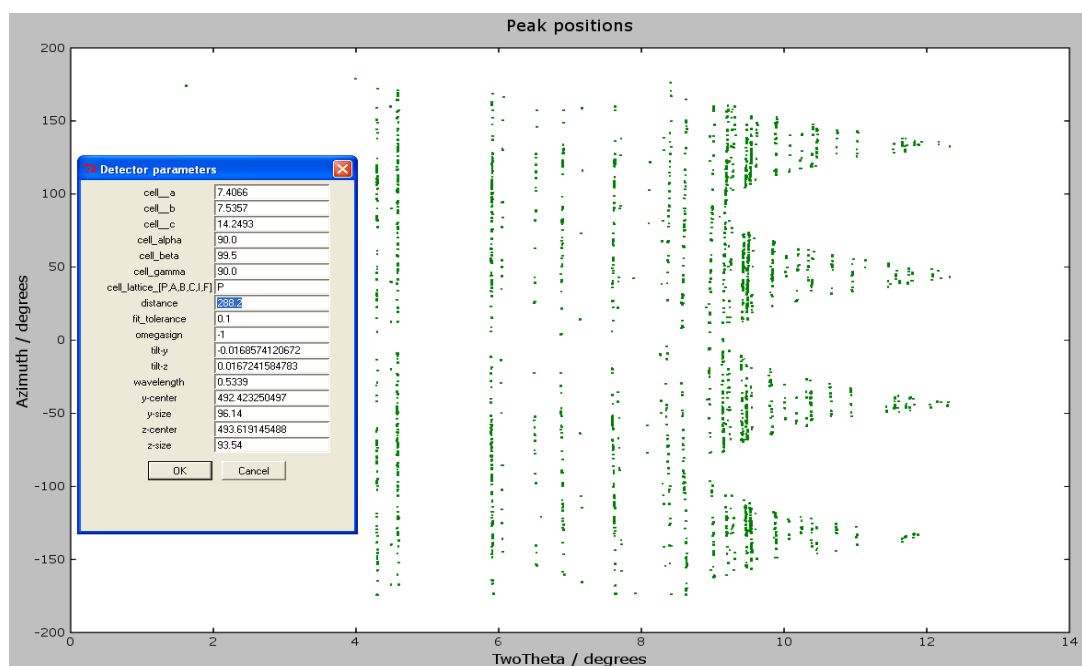
TTF-CA поликристаллын дифракцийн пикүүдийн 2 хэмжээст CCD детектор дээрх байрлалыг Зураг 3-т, мөн 2θ дифракцийн өнцөг, ϕ азимутал өнцгөөс хамаарах хамаарлыг Зураг 4-т харууллаа. Детекторын байрлал, кристалл

торын параметр, рентген цацрагийн долгионы урт зөв өгөгдсөн тохиолдолд дээрхи өнцгийн хамаарал шулуунаар зурагдах ёстой.

Хэмжилтийн эхний 2 бүл ((110), (200)) пикүүдэд тулгуурлан байж болох боломжит бүх чиглэлийн матрицийг байгуулж тэдгээр чиглэлийн матриц бүрд бүх хэмжилтийн пикийг таарах эсэхийг шалган чиглэлийн матриц бүрээр нь пикүүдийг ангилан индекслэв. Поликристаллын хөврөлүүдийн хувьд хэмжилтийн бүрэн бүтэн байдал нь 72.5%, хэмжээ нь 5 микрометр байлаа.



Зураг 3. Поликристаллын дифракцийн хэмжилт.

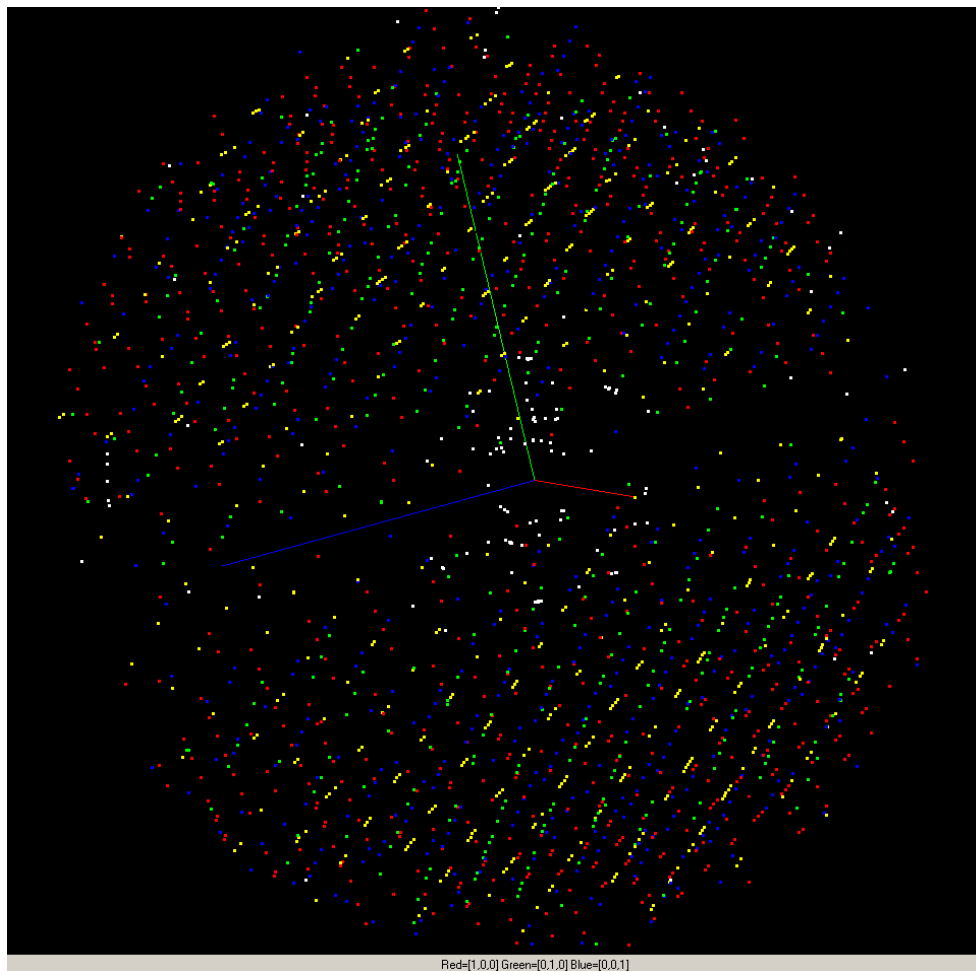
Зураг 4. Поликристаллын дифракцийн хэмжилтийн 2θ өнцөг ба ϕ азимутал өнцгийн хамаарал.

Туршилтаар энэ поликристалл дээжнээс бүртгэгдсэн дифракцийн пикийн тоо 10808

байсан. Энэ тооцооны үр дүнд 4 чиглэлийн матриц тус бүрт нь ойролцоогоор 1000-аас дээш

тооны дифракцийн пикүүд харгалцаж байгаа нь тогтоогдлоо. Нийт пикийн 96.8% буюу 10462 нь амжилттай индекслэгдэж 3.2% нь буюу 346 нь

индекслэгдээгүй. Эдгээр нь тодорхойлогдсон 4 чиглэлийн матрицанд хамааралгүй байна гэсэн үг юм.



Зураг 5. Поликристаллын дифракцийн хэмжилтийн үр дүнгийн боловсруулалт.

Индекслэгдсэн (10402) пикүүдийн 99.43% нь давхцалгүй харин 0.57% буюу 60 пик нь бусад хөврөлийн пикүүдтэй давхцаж байгаа нь тогтоогдов. Энэхүү тооцоог GRAINDEX, ImageD11, GrainSpotter, Cellnow программуудыг ашиглан тус бүрд нь хийсэн бөгөөд үр дүнгүүд нь хоорондоо маш сайн таарч байлаа[10]. Энэ үйлдлийн дараа 4 чиглэлийн матрицанд харгалзах хэмжилтийн үр дүнд тулгуурлан хөврөл бүрийн кристалл бүтцийг SHELXTL программын тусламжтай тодорхойлж сайжруулалтыг хийлээ. TTF-CA молекул кристаллын 4 хөврөлөөс бүрдсэн дээжийн хувьд дифракцийн хэмжилтийн үр дүнг боловсруулж хөврөл бүрээр нь ялгаж ангилан өөр өөр өнгөөр тэмдэглэснийг Зураг 5-д харуулав.

Поликристаллын хэмжилтийн хөврөл тус бүрд гарган авсан үр дүнгийн хувьд $R=2\%$ орчимд байгаа нь монокристаллын дифракцийн үр дүнгээс илүү нарийвчлалтайг харуулж байгаа бөгөөд энэ нь поликристалл дээжинд буй

хөврөлийн дифракцийн пикээс өөр гадны хэмжилтийн нөлөөлөл ороогүйтэй холбоотой юм.

Энэхүү судалгааны ажлаар поликристалл TTF-CA органик хагас дамжуулагчийн хувьд янз бүрийн хөврөлийн дифракцийн пикүүдийн давхцалын зэрэг дээж-детекторын хоорондох зай ихсэх тусам буурч, харин хөврөлийн тоо болон хэмжилтийн нарийвчлал дээшлэх тусам ихсэж байгаа зүй тогтолыг farfield болон no-overlaps программуудыг ашиглан тогтоов.

Түүнчлэн поликристалл дээжийн хэмжилтийн үр дүнг боловсруулж хөврөл тус бүрээр кристалл бүтцийг өндөр нарийвчлалтайгаар тодорхойлж болохыг харууллаа.

ТАЛАРХАЛ

Энэ судалгааны ажлыг хийж гүйцэтгэхэд санхүүгийн дэмжлэг үзүүлж буй ШУТС-д талархаж байгаагаа илэрхийлье.

НОМ ЗҮЙ

- [1] H.F.Poulsen, Three-dimensional X-ray diffraction microscopy. Mapping polycrystals and their dynamics. (Springer Tracts in Modern Physics, v. 205), Berlin, 2004
- [2] S.Send, A.Aboud, N.Wiesner, M.Shokr, M.Klaus, Ch.Genzel, T.Conka-Nurdan, D.Schlosser, M.Huth, R.Hartmann, L.Strueder and U.Pietsch, J. Appl. Cryst., 49, 222-233, (2016)
- [3] J.Davaasambuu, P.Durand, S.Techert, J. Synchrotron Rad., 11, 483-489, (2004)
- [4] C.Blome, T.Tschentscher, J.Davaasambuu, P.Durand, S.Techert, J. Synchrotron Rad., 12, 812-819, (2005)
- [5] J.Hallmann, W.Morgenroth, C.Paulmann, J.Davaasambuu, Q.Kong, M.Wulff, S.Techert, J.Am.Chem.Soc., 131, 15018-15025, (2009)
- [6] S.Schmidt, Farfield Simulation Package, Risoe National Laboratory, Denmark, (2007), http://fable.sourceforge.net/index.php/Farfield_Simulation
- [7] E.M. Lauridsen, S.Schmidt, R.M.Suter and H.F. Poulsen, J. Appl. Cryst. 34, 744-750, (2001)
- [8] S.Schmidt, <http://fable.sourceforge.net/index.php/Grainspotter>
- [9] J.Wright, <http://fable.sourceforge.net/index.php/ImageD11>
- [10] H.O.Soerensen, S.Schmidt, J.P.Wright, G.B.M.Vaughan S.Techert, E.F.Garman, J.Oddershede, J.Davaasambuu, K.S.Paithankar, C.Gundlach, H.F.Poulsen, Zeitschrift f. Kristallogr., 227, 63-78, (2012).

Тамсагийн сав газрын гүний тогтоц

Б.Даариймаа*, Ц.Баатарчулуун

МУИС, ШУС, Геологи Геофизикийн тэнхим

Энэ судалгааны ажлаар Тамсагийн сав газрыг бүрдүүлэгч зарим хотгоруудын орон зайн байршил ба ерөнхий дүр төрхийг соронзон ба хүндийн хүчний судалгааны үр дүнг ашиглан тодорхойлов. Мөн зарим хотгоруудыг дүүргэгч мезо-кайнозойн насны тунамал хурдсын зузааныг хүндийн хүчний үлдэгдэл Буге гажлын урвуу бодолтоор үнэлж өмнө хийгдсэн геологи геофизикийн судалгааны үр дүнтэй харьцуулан судлав.

PACS number: 93.85.Hj, 91.60.Pn, 91.65.Ti, 92.20.Vn

I. ОРШИЛ

Эх газрын царцдас дахь гүний хотгорууд бол Монгол орны геологийн структуриудын нэг хэлбэр бөгөөд эдгээрт шатах ашигт малтмал, байгалийн хийн гол хуримтлалууд үүссэн байдаг.

Монгол орны нутаг дэвсгэрийн хэмжээнд хийгдсэн хучаас хурдасны зузааны талаарх анхны судалгаа бол 1982 онд тухайн үеийн ЗХУ-ын В.Я.Широков нарын судлаачид газрын тос байгалийн хий агуулах боломжтой хотгоруудын судалгаа юм. Энэ судалгаагаар А.Л.Яншина нарын судлаачид Монгол орны мезозой ба кайнозойн тектоникийн зурагт /1979/ үндэслэн Монгол орны хэмжээнд мезо-кайнозойн 13 сав газар, 59 хотгорыг ялгаж, гүнийг үнэлсэн байдаг. Мөн түүнчлэн газрын тос агуулагч хотгоруудын хүрээнд олон тооны геологи, геофизикийн цогцолбор судалгаа хийгдсэн байдаг.

Томоохон гүний хотгоруудын дотоод тогтоц, дүүргэгч тунамал хурдсын зузааныг тодорхойлох нь тухайн бүс нутгийн геологи, тектоникийн судалгаа, ашигт малтмалын орд илрүүлэх хэтийн төлөвийн үнэлгээнд ихээхэн ач холбогдолтой мэдээлэл болдог.

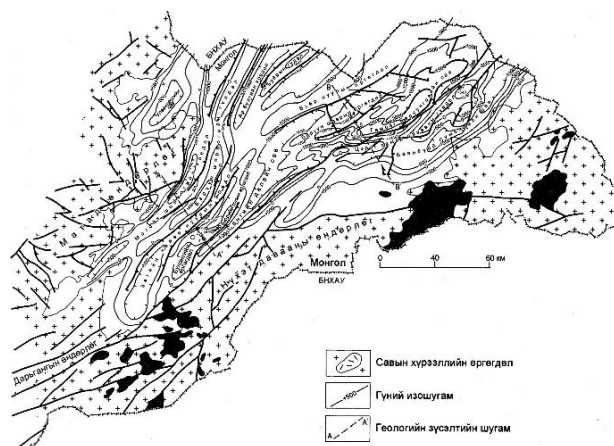
Энэ судалгааны ажлын хүрээнд Тамсагийн сав газрыг бүрдүүлэгч томоохон хотгоруудад хуримтлагдсан тунамал хурдсын зузааныг үнэлэх буюу талст суурь чулуулгийн гүнийг тодорхойлох зорилго тавьлаа. Судалгаанд “Хойд-Төв-Зүүн Азийн гүний геологийн процесс ба металлогени” сэдэвт олон улсын хамтарсан төслийн үр дүн болох Монгол орны нутаг дэвсгэрийн хэмжээнд хийгдсэн соронзон ба хүндийн хүчний хайгуул, судалгааны тоон өгөгдлийн сан, мезо-кайнозойн насны хурдсын талаарх судалгааны материалуудыг ашиглав.

II. БҮС НУТГИЙН ГЕОЛОГИЙН ТОГТОЦ

Тамсагийн сав газар нь Монгол орны нутаг дэвсгэрийн зүүн хэсэгт, Дорнод аймгийн нутагт байрладаг. Тус сав газар нь зүүн өмнөөсөө Нүхэт давааны, баруун талаасаа Дарьганга, Матад Баруун-Уртын өргөгдлөөр хүрээлэгдэнэ. Тус сав газар нь 330×105 км орчим талбайг хамрах ба Баянбүрд-Сүмбэрийн, Заг-Хөв нуурын, Тамсаг-Баянговийн болон Могойт-Шорвогийн хотгоруудаас тогтоно [2].

Хотгорын бүсүүд ерөнхийдөө зүүн хойш сунаж тогтсон, харьцангуй нилээд эрчимтэй шахалт, тектоникийн хагаралд өртсөн байна. Сав газрын талбайд ул суурийн чулуулаг гадаргууд илрээгүй ба Монгол орны хэмжээнд хучаас хурдас нь хамгийн зузаан байх боломжтой бүсэд хамаарна (Зураг 1).

Тамсагийн савын геологийн тогтоцод палеозойн ул суурийн дээр мезозой, кайнозойн эх газрын тунамал хурдас хучсан байх ба Шарил, Цагаанцав, Зүүнбаян, Сайншанд формаци болон неоген дөрөвдөгчийн тунамал хурдсууд тогтоогдсон байдаг [3].



Зураг 1. Тамсагийн сав газрын структурын зураг [2].

* Electronic address: daariimaa@num.edu.mn

Шарил формаци (J3sh). Матад сумаас урагш Зурт уулын орчимд тархсан янз бүрийн өнгөтэй, төрөл бүрийн хэмхдэст чулуулгаас бүрдэх ба гол төлөв улаан өнгөтэй, хөрзөнгийн барьцалдуулагч материал нь ихэнхдээ төмөр цахиураар баяжсан байдаг. Палеозойн хурдсыг үл нийцлэгээр хучиж, цэрдийн хурдсаар хучигдсан байдаг.

Цагаан цав формаци (K1cc). Харьцангуй их тархалттай, Хэрлэнгийн өргөгдөл, Матад сумын орчим Тамсагийн хөндий дэх хэсгүүдэд газрын гадаргууд гарштай, цооногийн мэдээлэлээр 2 зузаалagt хуваагддаг.

Зүүнбаян групп (K1dz). Тамсагийн савд хамгийн өргөн тархалттай бөгөөд Тамсагийн мужийн захаар болон Өвөр бүрдлийн голын өргөгдөл хэсгүүдэд газрын гадаргууд гарштай. Уг формацийн хурдас нь голын болон нуурын гарал үүсэлтэй бөгөөд элсжин, алевролит, аргиллит, нүүрс салаавчлан тогтсон.

Сайншанд формаци (K2ss). Матад, сумын зүүн өмнөд хэсэг, Халх голын эргээр газрын гадаргууд гарштай. Томоохон хөндийнүүдийн зах хэсгээр хожуу хөрзөнгийн үе байдлаар, хөндийн төв рүү элсжин, шаврын үе давамгайлсан тогтсон.

Неоген. Неогений хурдас нь төмрийн ислийн судал агуулсан карбонатлаг цементлэгчтэй элсжин, конгломерат, хар хүрэн өнгийн аргиллит, цайвар өнгийн шаварлаг хурдсаас тогтоно.

Дөрөвдөгч. Аллюви, пролюви, эллюви, делювийн элс шавар, хайрга хуримтлагдсан байдаг.

Бялхмал чулуулгийн зузаалга нь зөвхөн тектоникийн өргөгдөл хэсгүүдэд тархалттай, янз бүрийн тусгаарлагдсан хэсгүүдэд гадаргууд гарштай. Зузаалгын хурдас нь андезит, андезит-базальт, базальтаас тогтоно. Уг зузаалга нь тунамал хурдсаар хучигдаж, юрагийн хурдсыг хучиж байрладаг [2].

III. СУДАЛГААНЫ АРГА ЗҮЙ

Хүндийн хүчний орны Буге гажлын бүс нутгийн хэмжээг хамарсан зургийг зохиосноор царцдас мандлын дээд хэсгийн геологи, геодинамик, гүний тогтцын талаарх ерөнхий болон нарийвчилсан төсөөллүүдийг гарган авах боломжтой юм.

Харьцангуй бага нягт бүхий мезо-кайнозойн хурдас физик шинж чанараараа суурь чулуулгаас эрс ялгарах тул гравихайгуулын

аргаар ул чулуулгийн гүнийг тодорхойлох боломжтой юм.

Мезо-кайнозойн хурдас хүндийн хүчний Буге гажлын харьцангуй сөрөг утгаар илрэх бөгөөд геологийн материалд тулгуурлан илэрч буй гажилд геофизикийн тайлалт хийснээр хотгоруудын дотоод бүтцийн тухай төсөөллийг гаргаж авна [3].

Хүндийн хүчний Буге гажлын утгыг дараах байдлаар тодорхойлно.

$$g_B = g_{obs} - g_t + (\Delta g_L + \Delta g_{FA} - \Delta g_B + \Delta g_T)$$

g_{obs} —хүндийн хүчний ажиглагдсан утга

g_t —хүндийн хүчний онолын буюу хэвийн утга

Δg_L —өргөрөгийн засвар

Δg_{FA} —чөлөөт агаарын засвар

Δg_B —Буге засвар

Δg_T —Топо засвар

Хотгорт хуримтлагдсан тунамал хурдсыг хавтгай үеэр төлөөлүүлэн хялбарчилж хүндийн хүчний Буге гажлын тооцоог хийх нь тохиромжтой байдаг.

Тунамал хурдсын зузаан h -ыг хүндийн хүчний үлдэгдэл Буге гажил (локаль гажил) Δg , суурь чулуулаг ба тунамал хурдсын нягтын зөрүү $\Delta \sigma$ -г ашиглан дараах томъёогоор тооцоолно [7].

$$h = -\frac{1}{\alpha} \ln \left(1 - \frac{\alpha \Delta g}{2\pi G \Delta \sigma} \right)$$

Энд:

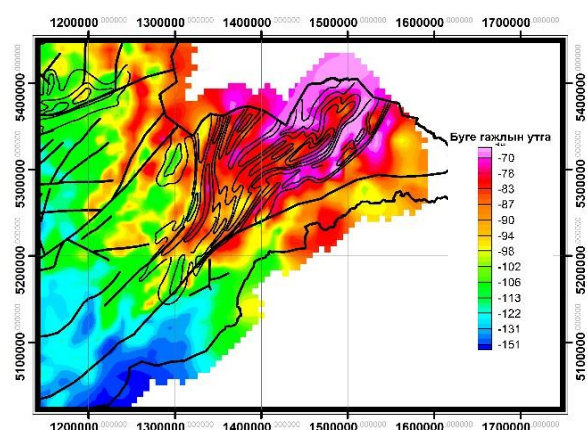
α —туришлтаар тогтоогдсон тогтмол

G —гравитацийн тогтмол

Хотгоруудыг дүүргэж буй мезо-кайнозойн хурдсын нягтын жигнэсэн дундаж утгыг өмнө хийгдсэн геологи, геофизикийн судалгааны материалд тулгуурлан 2350 кг/м^3 -ээр, палеозойн ул суурийн нягтыг 2650 кг/м^3 -ээр тус тус төлөөлүүлэн авч ул чулуулгийн гүнийг үнэлсэн болно.

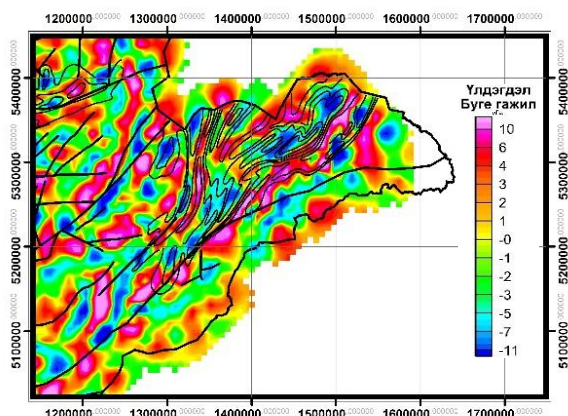
IV. СУДАЛГААНЫ ҮР ДҮН БА ХЭЛЭЛЦҮҮЛЭГ

Монгол орны хэмжээн дэх Буге гажлын ажиглагдсан хамгийн өндөр утга Тамсагийн сав газар орчимд харгалзах ба $-90 \div -60 \text{ мГал}$ орчим утгатай байдаг. Энэ нь царцдасын зузааны харьцангуй бага утгаар тайлбарлагдана [1].



Зураг 2. Хүндийн хүчний Буге гажил хучаас хурдсын ижил зузааны контур.

Тамсагийн сав газрын хүндийн хүчний орны Буге гажлын зургаас харахад хүндийн хүчний гажлуудын тархалтын байрлал геологийн структур, тектоник бүсүүдийн суналын чиглэлтэй зохицож байна (Зураг 2). Тамсагийн сав газрын нутаг дэвсгэрийн хэмжээнд хийгдсэн гравиметрийн судалгааны үр дүнгээр тодорхойлогдсон үлдэгдэл Буге гажлын (локаль орны) тархалтын зүй тогтлыг хучаас хурдсын изопакетийн зурагтай харьцуулан Зураг 3-д үзүүлэв.

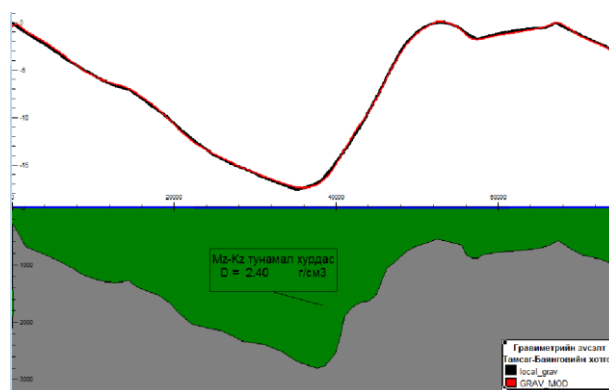


Зураг 3. Тамсагийн бүсийн үлдэгдэл Буге гажлын зураг болон хучаас хурдсын изопакетийн зураг.

Тамсагийн бүсийн хэмжээнд үлдэгдэл Буге гажлын тархалтын зүй тогтол нь харьцангуй өндөр эрчимтэй, сөрөг утга бүхий тусгаарлагдсан гажлын бүсүүдээр зураглагдах бөгөөд энэ нь нягт багатай тунамал хурдас бүхий хотгоруудын орон зайн байршилтай давхцаж байна.

Үлдэгдэл Буге гажлын тархалтын зүй тогтол дахь сөрөг утга бүхий гажлын бүсийг ашиглан геофизикийн урвуу бодлого бодох замаар

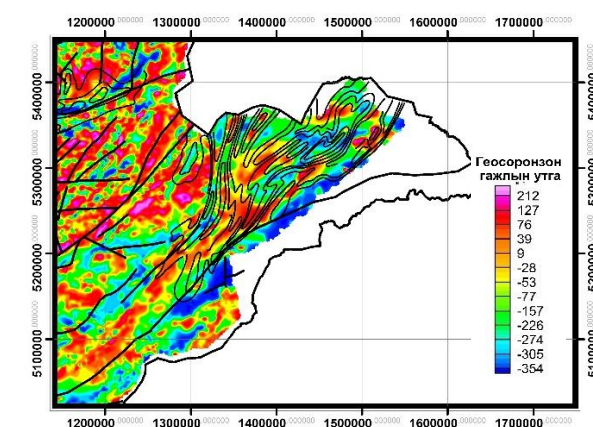
хотгоруудыг дүүргэгч хучаас хурдсын зузааныг нарийвчлан үнэллээ (Зур. 4).



Зураг 4. Тамсаг-Баянговийн хотгорын гүний зүсэлт.

Урвуу бодолтын үр дүнгээс харахад Тамсаг-Баянговийн хотгор нь 3000 м орчим зузаан тунамал хурдсаар хучигдах ба үлдэгдэл Буге гажлын оронд -15 ÷ -10 мГал утгаар дүрслэгдэж байна. Энэ нь газрын тосны хайгуулын зориулалт бүхий өрөмдлөгийн үр дүнтэй тохирч байна.

Тамсагийн сав газрын соронзон гажлын тархалт нь -354 нТл -аас 220 нТл эрчим бүхий гажлаар зураглагдах бөгөөд гажлын зүй тогтлыг тухайн бүс нутгийн хагарлын систем болон мезо-кайнозойн хурдсын тархалттай харьцуулан Зураг 5-д үзүүлэв.



Зураг 5. Тамсагийн сав газрын геосоронзон гажлын зураг.

Зургаас харахад Тамсагийн сав газрын гүний хотгорууд нь геосоронзон гажлын өөрчлөлт багатай сөрөг соронзон гажлаар илэрдэг бол хотгоруудыг тусгаарлах өргөгдлүүдийн бүс (зүүн хойш чиглэл бүхий Буйр нуур, Баруун шаврын өргөгдөлүүд) нь харьцангуй өөрчлөлт бүхий эерэг соронзон гажлаар зураглагдаж байна.

V. ДҮГНЭЛТ

1. Геосоронзон орны гажил болон хүндийн хүчний орны үлдэгдэл Буге гажлын тархалт нь мезо-кайнозойн насны хурдас агуулагч хотгоруудын ерөнхий дүр төрх, байршлыг үнэлэх үндсэн шалгуур болно.
2. Хотгор тус бүрийн давхарга зүйн бүрдэл эвслүүдийг бүрдүүлэгч чулуулгийн физик шинж чанарыг тодорхойлсноор Монгол орны хэмжээнд тархсан мезо-кайнозойн хотгоруудын гүнийг нарийвчлан үнэлэх боломжтой.
3. Тамсаг-Баянговийн хотгорын хучаас хурдсын зузаан нь хүндийн хүчний үлдэгдэл гажлын урвуу бодолтоор 3000 м орчим гүнтэй тодорхойлогдсон нь геофизикийн бусад судалгааны үр дүнтэй нийцэж байна.

НОМ ЗҮЙ

- [1] Ц.Баатарчулуун, Б.Даариймаа, “Хойд-Төв-Зүүн Азийн гүний геологийн процесс ба металлогени” төслийн тайлан, 2017
- [2] Ж.Бямба, Д.Бат-Эрдэнэ нар, Монголын геологи ба ашигт малтмал V боть, Шатах ашигт малтмал, 2015
- [3] Арвисбаатар Н., нар, “Баруун Монголын хотгоруудын геофизикийн судалгаа” төслийн тайлан, 1996
- [4] Б.Даариймаа, Ц.Баатарчулуун, “Монгол орны тектоник хагарлын системийг геосоронзон гажлын орноор үнэлсэн дүн” Геологийн асуудлууд сэтгүүл, №473 (15), 2017
- [5] Б.Даариймаа, Ц.Баатарчулуун, “Төв Монголын атираат мужийн геосоронзон гажлын онцлог”, геологи сэтгүүл, №33, 2017
- [6] Д.Бат-Эрдэнэ, “Монголын газрын тосны савуудын геологийн тогтоц”, геологийн асуудлууд 10 (326), 103
- [7] W.M.Telford, L.P.Geldart, R.E.Sheriff, Applied Geophysics, Cambridge University Press, 1990.

Resonance states in the simple schematic two-body model

D.Dolzodmaa^{1,*}, G.Khuukhenkhuu¹, K.Katō², S.Davaa¹, A.Sarsembayeva³, M.Odsuren¹

¹ School of Engineering and Applied Sciences and Nuclear Research Center, National University of Mongolia, Ulaanbaatar 210646, Mongolia

² Nuclear Reaction Data Centre, Faculty of Science, Hokkaido University, Sapporo 060-0810, Japan

³ School of Industrial Engineering after A. Burkitbaev, Satbayev University, Almaty, 0500013, Kazakhstan

The aim of this work is to obtain resonance states in the simple schematic two-body model. We take up two-body systems, which are described by Schrodinger equation. To obtain resonance states, we apply a simple schematic potential and complex scaling method (CSM). In the CSM, the resonance wave functions are obtained as eigenstates together with bound states by carrying out the diagonalization of the complex scaled Hamiltonian. By finding eigenvalues, we can show the distribution of resonance states in the complex energy plane. As a result, we obtain 5 and 4 resonance states for $J^\pi = 0^+, 1^-$ states, respectively.

INTRODUCTION

During the last several decade resonance problems have covered an important and crucial research area in nuclear physics. Recently, it has attracted much attention that the complex scaling method (CSM) [1-2] is successfully utilized for description of many-body resonant states in light and middle mass nuclei. Although many problems have been solved so far, but further researches are required still. In this study, the complex scaling method is applied to a simple schematic two-body model [3] and its reliability is confirmed. For this purpose, several resonance states of $J^\pi = 0^+$ and 1^- partial waves are investigated using the simple schematic potential.

COMPLEX SCALING METHOD

In the last quarter century, a remarkable development in the description of resonances in quantum many-body systems has been realized through application of the CSM.

Originally, the CSM was proposed by Aguilar, Combes, and Balslev in 1971 [1]. Simon advocated this method as a direct approach of obtaining many-body resonances. The use of “direct” implies that the resonance wave functions are directly obtained with complex energy eigenvalues of the quantum many-body system by solving an eigenvalue problem of the complex-scaled Schrodinger equation, $H^\theta \Psi^\theta = E^\theta \Psi^\theta$ with a real scaling angle θ . In the CSM, we take the imaginary value $i\theta$ as a parameter of the transformation.

The CSM has been proposed to solve the resonance states in the similar way as bound state problems. In the CSM, the distance of the relative coordinate is

rotated as $r \rightarrow re^{i\theta}$ in the complex coordinate plane by introducing a real parameter θ . Therefore, the Schrödinger equation

$$\hat{H}|\Psi\rangle = E|\Psi\rangle \quad (1)$$

is rewritten as

$$\hat{H}(\theta)|\Psi^\theta\rangle = E^\theta|\Psi^\theta\rangle, \quad (2)$$

where $\hat{H}(\theta)$ and Ψ^θ are the complex scaled Hamiltonian and the wave function, respectively. $U(\theta)$ operates on a function Ψ , that is,

$$\Psi^\theta = U(\theta)\Psi(r) = e^{\frac{3}{2}i\theta}\Psi(re^{i\theta}). \quad (3)$$

The eigenvalues and eigenstates are obtained by solving the complex scaled Schrodinger equation Eq.(2). The eigenvalues of resonance states are found as $E^\theta = E_r - i\Gamma_r/2$, where E_r is resonance energy and Γ_r -width of the resonant state. More detailed explanation of the CSM is given in Refs.[1, 2]. The complex scaled Hamiltonian of inter cluster motion is given by

$$\hat{H}(\theta) = U(\theta)\hat{H}U^{-1}(\theta). \quad (4)$$

RESULTS AND DISCUSSIONS

The Hamiltonian of the present model is given as

$$H = -\frac{\hbar^2}{2\mu}\nabla^2 + V(r), \quad (5)$$

where

$$V(r) = -8.0 \exp(-0.16r^2) + 4.0 \exp(-0.04r^2). \quad (6)$$

For simplicity, we put $\frac{\hbar^2}{\mu} = 1$ (MeV fm²). This potential introduced in Ref. [3] has an attractive

* Electronic address: dolzodmaa1004@yahoo.com

pocket in a short range but a repulsive barrier at a large distance. Putting Eq.(6) in Eq.(5), we solve the Schrödinger equation (Eq.(2)). To solve the Eq. (2), we employ the Gaussian basis functions given as

$$u_i(\hat{r}) = N_i(b_i)r^l \exp\left(-\frac{1}{2b_i^2}r^2\right)Y_{lm}(\hat{r}), \quad (7)$$

where the range parameters are given by a geometric progression as $b_i = b_0\gamma^{i-1}$, $i = 1, 2, \dots, N$.

In this calculation, we apply $N = 20$ and employ the optimal values of b_0 and γ to obtain stationary resonance solutions.

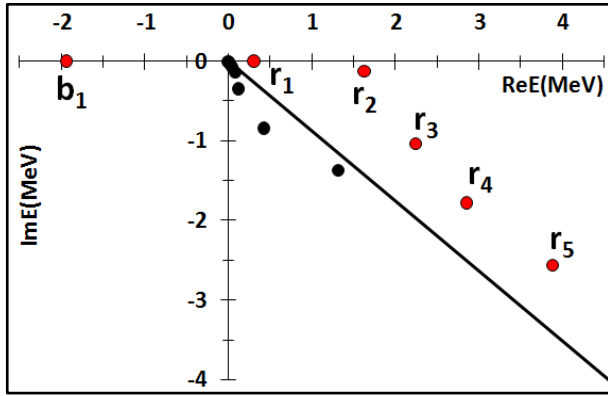


Figure 3. Distribution of energy eigenvalues of the $J^\pi = 0^+$ wave. Symbols (b_1) and (r_1, r_2, r_3, r_4, r_5) represent bound and resonance solutions, respectively. We here employ scaling angle $\theta = 15^\circ$. The solid line from the origin indicates the so-called 2θ line describing the branch cut.

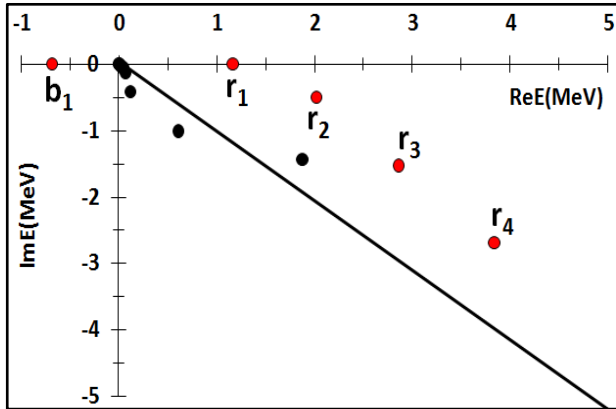


Figure 4. Distribution of energy eigenvalues of the $J^\pi = 1^-$ wave. Symbols (b_1) and (r_1, r_2, r_3, r_4) represent bound and resonance solutions, respectively. We here employ scaling angle $\theta = 15^\circ$. The solid line from the origin indicates the so-called 2θ line describing the branch cut.

To obtain stationary values for the parameters of resonances, we apply the so-called b and θ trajectory methods. Using a property that is b and θ trajectories should be orthogonal to each other, we can easily determine the stationary point of the resonance energy with high precision by drawing these trajectories for the obtained eigen-energies [4].

We fixed Gaussian basis function's length parameter b from 0.15 to 0.25 and θ from 5 to 25 for the θ trajectory. The b trajectory was found to be roughly a circle. The true solution for resonance energy should be inside this circle, because the b trajectory is orthogonal to the θ trajectory. Therefore, we determined resonance energy as the center of the circle.

When we plot both the b and θ trajectories, we obtain an accurate estimate of the resonance position.

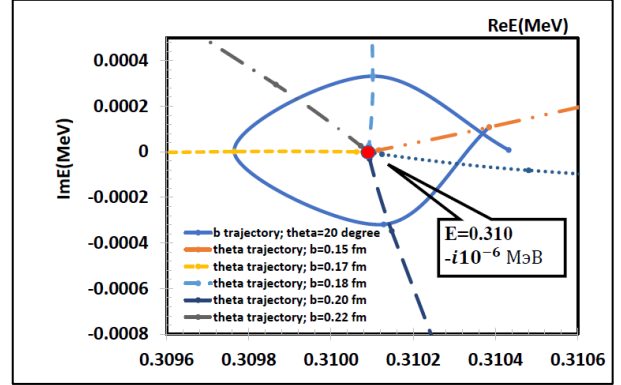


Figure 1. Resonance energy eigenvalues of the $J^\pi = 0^+$ wave by drawing b and θ trajectories.

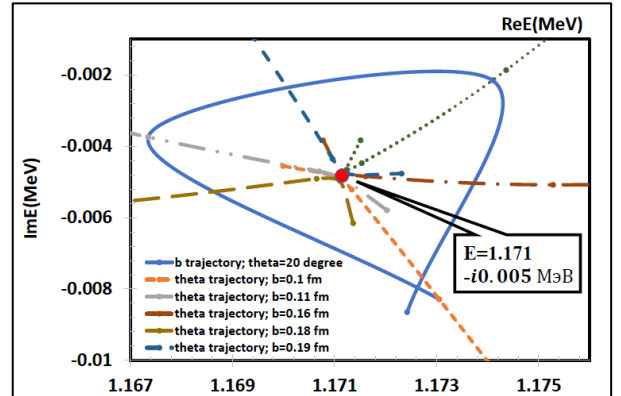


Figure 2. Resonance energy eigenvalues of the $J^\pi = 1^-$ wave by drawing b and θ trajectories.

In Tables 1 and 2, we show numerical values of the calculated bound and resonant states for the $J^\pi = 0^+$ and 1^- waves respectively, and compare to the results (left) that takes from the Ref. [5].

Table 1. Bound and resonance states energies with decay widths calculated for the $J^\pi = 0^+$ wave.

0^+ wave*		0^+ wave	
E(MeV)	State	E(MeV)	State
-1.928	Bound	-1.928	Bound
0.310- $i10^{-6}$	Resonance	0.310- $i10^{-6}$	Resonance

1.632- $i0.123$	Resonance	1.633- $i0.123$	Resonance
2.249- $i1.040$	Resonance	2.249- $i1.075$	Resonance
2.854- $i2.570$	Resonance	2.850- $i1.800$	Resonance
		3.875- $i2.575$	Resonance

* From previous data [5]

Table 2. Bound and resonance energies with decay widths calculated for the $J^\pi = 1^-$ state.

1^- wave*		1^- wave	
E(MeV)	State	E(MeV)	State
-0.675	Bound	-0.675	Bound
1.171- $i0.005$	Resonance	1.171- $i0.005$	Resonance
2.031- $i0.489$	Resonance	2.018- $i0.493$	Resonance
2.832- $i1.199$	Resonance	2.830- $i1.510$	Resonance
3.934- $i1.788$	Resonance	3.655- $i2.500$	Resonance

* From previous data [5]

It can be seen that from Tables 1 and 2, two calculated results are similar to each other.

SUMMARY

In this study, we employed the simple potential model which gives a bound and several resonance states for $J^\pi = 0^+$ and 1^- waves. Present calculated results are compared with the previous calculated result and we obtained both results are similar to each other.

REFERENCES

- [1] Y.K. Ho, Phys. Rep.99,1(1983).
- [2] T. Myo, Y. Kikuchi, H. Masui, K. Katō, Prog. Part. Nucl.Phys. 79, 1 (2014).
- [3] A. Csótó, B. Gyarmati, A. T. Kruppa, K. F. Pál, and N. Moiseyev, Phys. Rev. A 41, 3469 (1990).
- [4] Sh. Aoyama, T. Myo, K. Katō, K. Ikeda, Prog. Theor.Phys. 116, 1 (2006).
- [5] M. Odsuren, K. Kato, M. Aikawa, Nucl. Data Sheets 120, 126 (2014).

Максвеллийн тэгшитгэлийн, өөрөө цуглуулагч оптик керр орчинд асимптот бөхөх гэрлийн соронзон долгио шийд. Түүний зарим хялбар хэрэглээ.

Г.Очирбат^{1*}, О.Нямсүрэн², Д.Улам-Оргих¹

¹ Физикийн тэнхим, Шинжлэх ухааны сургууль, МУИС

² Шинэ Монгол Технологийн дээд сургууль

I. УДИРТГАЛ

Оптик холбооны багаж бүтээх зорилттой холбогдулан шугаман биш үе бүхий долгио хөтлөгчөөр гэрлийн долгио тарах асуудлыг судлаачид аль эртнээс сонирхсоор иржээ. Бид харин шугаман биш үе буюу илтсээр гэрлийн соронзон ба цахилгаан долгио тарах бодлого бодоход зориулан нилээд өвөрмөгц арга зүй боловсруулсан билээ[1-3].

Хавтгай дээр татсан тэнхлэг дагуу хавтгай долгио мэт, харин хавтгайд ортогональ тэнхлэгийн координатаас триваль биш хамааралтай соронзон долгионы оронг дараах хэлбэртэй дүрсэлдэг.

$$E_x = iAe^{i\Phi_A}\varphi, \quad E_z = e e^{i\Phi_e}\varphi, \quad H_y = h e^{i\Phi_h}\varphi, \quad \varphi = \exp(-i\omega t + k_0 \beta x)$$

Үүнд $A > 0, e > 0, h < 0, \quad k_0 = \omega / c, \beta$ – рефракцийн тогтмол.

Гэрлийн соронзон долгионы орон дахь өөрөө цуглуулагч оптик керр орчины диэлектрикийн функц:

$$\epsilon = \epsilon + A^2 + e^2$$

Үүнд ϵ -диэлектрикийн тогтмол. Бид максвеллийн тэгшитгэлийг бодохдоо юуны урьд түүний хоёр анхны интегралыг ашиглан диэлектрикийн функцийн координатаас хамаарах хамаарлыг олох зорилго тавьдаг; оронгийн амплитуд бүр диэлектрикийн функцээр илэрхийлэгддэг болохоор энэ нь долгионы оронг зураглах нэгэн хувилбар болж чаддаг. Оронгийн амплитуд бүр диэлектрикийн функцээр дараах байдлаар илэрхийлэгддэг

$$h^2 = \frac{e}{2\beta^2 - e} \frac{e^2 - \epsilon^2 - 2cnst}{2}, \quad A^2 = e - \epsilon - \frac{\beta^2}{e^2} h^2, \\ e^2 = \frac{\beta^2}{2\beta^2 - e} \frac{e^2 - \epsilon^2 - 2cnst}{2e} \quad (1)$$

Диэлектрикийн функцээс координатаар авсан уламжлал:

$$\frac{de}{dz} = \frac{(e - 2\beta^2)}{e/2 + e^2} Ah \cos \Delta\Phi, \quad \text{где } \Delta\Phi = \Phi_e - \Phi_A \quad (2)$$

$$\frac{1}{2} Ah \sin \Delta\Phi = c0 \quad (3)$$

(1) ба (3) ийн тусламжтайгаар (2) нь диэлектрикийн функцийн координатаас хамаарах хамаарлыг тодорхойлох тэгшитгэл болж хувирна. Энэ хамаарал нь

$$z - z_0 = \int_{e_0}^e \frac{(\frac{e}{2} + e^2) de}{(e - 2\beta^2) Ah \cos \Delta\Phi} \quad (4)$$

Бид энэ битүүлэг интеграл шийдийг $\beta^2, 2cnst, c0$ гурван параметраас хамааруулан дэлгэрэнгүй шинжилсэн болно[1-3].

II. АСИМПТОТ БӨХӨХ СОРОНЗОН ДОЛГИО ШИЙД

(1) ийг ажиглахад $e \rightarrow \epsilon$ хязгаарт $A^2 \rightarrow 0, h^2 \rightarrow 0$ болохын тулд $2cnst = 0$ байх нь мэдэгдэнэ. Бас (3) аас харахад $c0 = 0$ болохын тулд

$$\sin \Delta\Phi = 0 \quad \text{буюу} \\ \cos \Delta\Phi = \pm 1 \quad (5)$$

(1) илэрхийллүүдийн шинжилгээнээс үзэхэд $A^2 \geq 0$ ба $h^2 \geq 0$ нөхцөлд $e \rightarrow \epsilon$ хязгаар үүсэх боломж зөвхөн $\beta^2 \geq \epsilon$ тохиолд e хэмжигдүүн $[\epsilon, \theta]$ завсарт тодорхойлогдсон байхад л гарч ирдэг. Үүнд

$$\theta = \frac{3}{4} \beta^2 + \sqrt{\frac{9}{16} \beta^4 - 0.5 \beta^2 \epsilon} \quad (6)$$

$[\epsilon, \theta]$ завсрын доод хил болох ϵ цэг нь $A^2 h^2$ функцийн хоёрдугаар эрэмбийн тэг цэг, харин дээд хил болох θ цэг нь нэгдүгээр эрэмбийн тэг цэг мөн гэдгийг цохон тэмдэглэе.

Анхны утгын бодлогын (4) шийд интеграл дорх илэрхийлэл дэх Ah функцийн араншингаас ноцтой хамаарах тул тодорхой төсөөлөл өгөхийн

* Electronic address:

тулд бид энэ функцийн явцыг график 1-д харуулав.

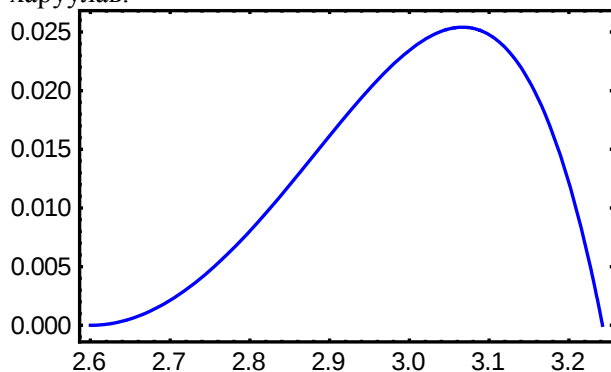


График 1. $A^2 h^2$ функцийн график. Параметрууд: $\varepsilon = 2.6, \beta^2 = 2.95$ Тодорхойлолтын муж: $(\varepsilon, \theta) = (2.6, 3.24214)$. Функци $e = \xi = (4\beta^2 - \varepsilon)/3 = 3.0667$ - цэг дээр максимумтай. $e = \varepsilon = 2.6$ цэг бол энэ функцийн хоёрдугаар эрэмбийн тэг цэг мөн.

Анхны утгын бодлогын (4)-шийд $\cos \Delta\Phi = \pm 1$ ийн тэмдэгийн анхны сонголтоос хамаарч асимптот бөхөх долгио тарах хоёр өөр горимыг дүрсэлнэ.

1R. $\cos \Delta\Phi = -1$ тохиол. 0Z тэнхлэгийн сөрөг чигт диэлектрикийн функц анхны e_0 утгаасаа эхлэн өссөөр хамгийн их θ утгадаа хүрчихээд цааш монотонно буурсаар ε нутга руу эмүүлнэ. Энэ тохиолд ярьсан зүйлийг ойлгомжтой болгохын үүлнээс диэлектрикийн функцийн координатаас хамаарах хамааралыг харуулсан жишээ гаргая. График 2-г үзнэ үү.

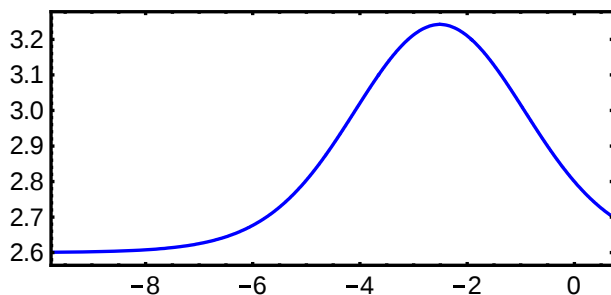


График 2. $\alpha(z)$ функцийн график. $\cos \Delta\Phi = -1, \varepsilon = 2.6, \beta^2 = 2.95$. Диэлектрикийн функцийн утгуудын муж: $(\varepsilon, \theta) = (2.6, 3.24214)$. Анхны утга: $(z_0, e_0) = (0, 2.8)$. 0Z тэнхлэгийн сөрөг чиглэлд диэлектрикийн функц анхны e_0 утгаасаа эхлэн өссөөр хамгийн их θ утгадаа хүрчихээд цааш буурсаар ε утга руу тэмүүлнэ.

2R. $\cos \Delta\Phi = +1$ тохиол. 0Z тэнхлэгийн сөрөг чиглэлд диэлектрикийн функц анхны e_0 утгаасаа эхлэн үргэлж буурсаар ε утга руу тэмүүлнэ. 3 графике үзнэ үү

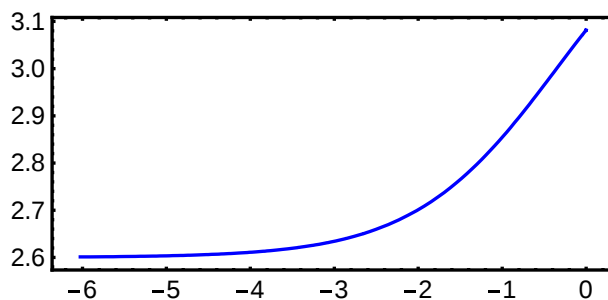


График 3. $\alpha(z)$ функцийн график. $\cos \Delta\Phi = +1, \varepsilon = 2.6, \beta^2 = 2.95$. Анхны утга: $(z_0, e_0) = (0, 3.0816)$. 0Z тэнхлэгийн сөрөг чиглэлд диэлектрикийн функц анхны e_0 утгаасаа эхлэн бууран буурсаар ε утга руу тэмүүлнэ.

III. ГАДАРГУУН ДОЛГИО

Асимптот бөхөх соронзон долгио шийдийг диэлектрик ба өөрөө цуглуулагч керр орчинхоёрын заагт тохиолдох гадаргуун долгионы бодлогод хэрэглэж болно. ($z > 0$) шугаман диэлектрик орчин ба ($z < 0$) өөрөө цуглуулагч керр орчин хоёрын ($z = 0$) зааг хавтгай дагуу тарах гэрлийн соронзон долгио байж болох бүх нөхцөлийг хоёр орчны диэлектрикийн тогтмол $\varepsilon_1, \varepsilon$ ба рефракцийн тогтмол β гэсэн гурван параметраас хамаруулан илрүүлэх зорилт тавья. Энэ зорилгын үүднээс диэлектрикийн функц ($z = 0$) зааг хавтгай дээрх e_0 утгаасаа эхлэн ($z < 0$) өөрөө цуглуулагч керр орчны гүн тийш хувьсахдаа яваандаа ε утга руугаа тэмүүлэх боломжийг судлая. Шугаман орчинд $z \rightarrow \infty$ хязгаарт бөхөх соронзон долгио байх нөхцөл нь $\varepsilon_1 < \beta^2$ мөн гэдгийг юуны урьд тэмдэглэе.

Заагийн нөхцөл ашиглахад $\varepsilon_1, \varepsilon, \beta^2$ параметрууд ба зааг хавтгай дээрх өөрөө цуглуулагч керр орчны диэлектрикийн функцийн утга e_0 эдгээр дөрвөн хэмжигдүүнээр интегралчлалын тогтмол илэрхийлэгдэнэ.

$$2cnst = -\varepsilon^2 + e_0^2 - \frac{2(2\beta^2 - e_0)(e_0 - \varepsilon)}{e_0((- \varepsilon_1 + \beta^2)/\varepsilon_1^2 + \beta^2/e_0^2)}$$

$2cnst = 0$ гэж эндээс β^2 г бусад хэмжигдүүнээр нь илэрхийлбэл

$$\beta^2 = \frac{\varepsilon_1 e_0^2 (\varepsilon - 2\varepsilon_1 + e_0)}{-3\varepsilon_1^2 e_0 + e_0^3 + \varepsilon (\varepsilon_1^2 + e_0^2)} \quad (7)'$$

Хэрвээ бид

$$x_0 = e_0 / \varepsilon, \quad a = \varepsilon_1 / \varepsilon, \quad \sqrt{2}r = \beta^2 / \varepsilon, \quad \theta r = \theta / \varepsilon \quad (8)$$

гэж тэмдэглэвэл (7)' нь

$$v2r = \frac{ax_0^2(1-2a+x_0)}{-3a^2x_0+x_0^3+(a^2+x_0^2)} \quad (7)$$

Түүнчлэн гадаргуун соронзон долгио оршин байх

$$\varepsilon_1 < \beta^2, \quad \varepsilon < \beta^2, \quad \varepsilon < \varepsilon_0 < \theta \quad (8)'$$

нөхцөлүүд нь

$$a < v2r, \quad 1 < v2r, \quad 1 < x_0 < \theta r \quad (8)$$

хэлбэртэй бичигдэнэ. Үүнд

$$\theta r = \frac{3}{4}v2r + \sqrt{\frac{9}{16}v2r^2 - 0.5v2r} \quad (9)$$

Тэгэхлээр одоо $\varepsilon_1, \varepsilon$, β^2 параметруудын өгөгдсөн утгад (8) нөхцөлүүдтэй нийцэх диэлектрикийн функцийн, зааг хавтгай дээрх, x_0 утга олдохуу олдвол эдгээр параметруудаар яаж тодорхойлогдох вэ гэсэн асуултанд хариулах л үлдлээ. Шинжилгээнд (7) илэрхийллийн полюс x_r ийн байршил a - параметрийн утгаас хамаарах хамаарал чухал баримжаа болж өгөв. x_0 ийн утгын эерэг мужид полюс үүсгэж чадах a -параметрийн хамгийн бага утга:

$$a0 = 0.847487$$

байдагтай холбогдуулан a -параметрийн утгуудыг

$$0 < a < a0, \quad a0 \leq a < 1, \quad a \geq 1$$

3 мужид хувааж муж тус бүрд шинжилгээ үйлдэв. Үүнээс эхний хоёр мужид наад зах нь $v2r > 1$ нөхцөл хангагдахгүй байв. (7) илэрхийллийн полюс $x_r \geq 1$ байлаг сүүлчийн мужийг шинжлэхэд $x_0 \leq \theta r$ нөхцлийг хангах x_0 ийн утгын доод хязгаар:

$$x01 = 3a/4 + \sqrt{(3a/4)^2 - 5a} \quad (10)$$

гэж тогтоогдов. Энэ хязгаарын утгад харгалзах $v2r$ ийн утга өөрөө a тай тэнцэнэ. Энэ $x01$ утга нь a -параметрийн тухайн утгад харгалзах x_r полюсд ойрхон, зүүн талд нь байршина. Харин x_r полюс өөрөө, a -параметрийн утгаар, дараах томъёогоор илэрхийлэгдэнэ.

$$x_r = -\frac{1}{3} - \frac{-1-9a^2}{3(-1-27a^2+3\sqrt{3}\sqrt{a^2+18a^4-27a^6})^{1/3}} + \frac{1}{3}(-1-27a^2+3\sqrt{3}\sqrt{a^2+18a^4-27a^6})^{1/3} \quad (11)$$

(8) нөхцөлүүдийг хангах x_0 -ийн утгуудын муж:

$$(x01, x02), \quad \text{үүнд } x02 = x_r$$

Үүнтэй уялдан, (8) нөхцөлүүдийг хангах, $v2r$ -ийн утгуудын муж: (a, ∞) болно.

x_0 ийн авч болох утгуудын доод ба дээд хязгаар $x01$ ба $x02$ тус бүр a -параметрийн утгаас хамаарах байдлыг график 4-т үзүүлбээс

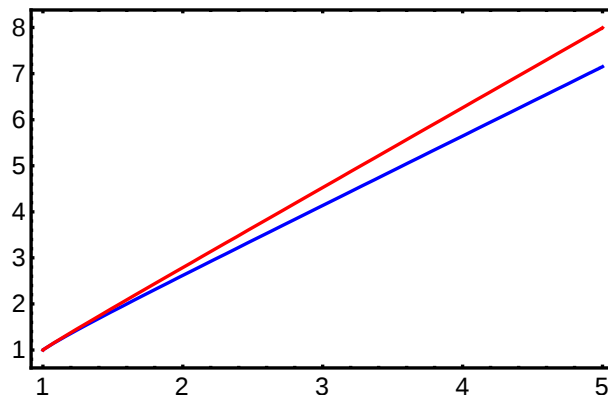


График 4. График 4-өөс харахад зааг хавтгай дээр диэлектрикийн функцийн авч болох утгуудын мужийн хэмжээ нь a -параметрийн утга ихсэхийн хирээр өргөсдөг, харин $a \rightarrow 1$ хязгаартаа тэг болдог байна. Энэ нь $\varepsilon_1 = \varepsilon$ байхад гадаргуун соронзон долгио үүсэхгүй, харин a ийн утга 1 ээс ялимгүй их болоход л x_0 -ийн авч болох утгын маш нарийханмуж бий болно, үүнтэй уялдан $v2r$ хэмжигдүүн энэ маш нарийхан завсарт a -аас эхлэн хязгааргүй хүртэл утга авч болно. Ерөөс аль ч a ($a > 1$) -д $v2r$ ийн зөвшөөрөгдөх утгуудын мужийн доод хязгаар $v2r = a$ өөрөө зөвшөөрөгдөх утга биш ээ.

Яригдсан зүйлээс дараах дүгнэлт гарна. ε_1 диэлектрикийн тогтмолтой диэлектрик, ε диэлектрикийн тогтмолтой өөрөө цуглуулагч керр орчин хоёрын зааг хавтгай дагуу тарах гадаргуун соронзон долгио байж болох ерөнхий нөхцөл нь $a > 1$ (буюу)

$$\beta^2 > \varepsilon_1 > \varepsilon \quad (12)$$

Гадаргуун соронзон долгионы бодлогод, бүр анхнаасаа, $\varepsilon_1 / \varepsilon$ харьцаа ба зааг хавтгай дээрх ε_0 утгаар β^2 -г тодорхойлох зорилго тавигддаггүй байж таараа, харин өгөгдсөн $\varepsilon_1 / \varepsilon$ харьцаа ба рефракцийн тогтмолын өгөгдсөн β утгаар зааг хавтгай дээрх ε_0 утгыг олох шаардлага үүсэх нь мэдээж. Үүнтэй холбогдуулан $a > 1$ ба $v2r \in (a, \infty)$ нөхцөлд $x_0 = \varepsilon_0 / \varepsilon$ -ийг a ба $v2r$ ээр тодорхойлох томъёо толилуулъя.

$$\begin{aligned}
x_0 = & -\frac{-a+2a^2+v2r}{3(-a+v2r)} - (2^{1/3}(-9a^2v2r(-a+v2r)-(-a+2a^2+v2r)^2))/ \\
& (3(-a+v2r)(2a^3-12a^4+24a^5-16a^6-6a^2v2r+24a^3v2r-78a^4v2r+54a^5v2r+ \\
& 6av2r^2-12a^2v2r^2+108a^3v2r^2-54a^4v2r^2-2v2r^3-54a^2v2r^3+ \\
& \sqrt{((2a^3-12a^4+24a^5-16a^6-6a^2v2r+24a^3v2r-78a^4v2r+54a^5v2r+ \\
& 6av2r^2-12a^2v2r^2+108a^3v2r^2-54a^4v2r^2-2v2r^3-54a^2v2r^3)^2+ \\
& 4(-9a^2v2r(-a+v2r)-(-a+2a^2+v2r)^2)^3))^{1/3}) + \frac{1}{3 \cdot 2^{1/3}(-a+v2r)} \\
& (2a^3-12a^4+24a^5-16a^6-6a^2v2r+24a^3v2r-78a^4v2r+54a^5v2r+ \\
& 6av2r^2-12a^2v2r^2+108a^3v2r^2-54a^4v2r^2-2v2r^3-54a^2v2r^3+ \\
& \sqrt{((2a^3-12a^4+24a^5-16a^6-6a^2v2r+24a^3v2r-78a^4v2r+54a^5v2r+ \\
& 6av2r^2-12a^2v2r^2+108a^3v2r^2-54a^4v2r^2-2v2r^3-54a^2v2r^3)^2+ \\
& 4(-9a^2v2r(-a+v2r)-(-a+2a^2+v2r)^2)^3))^{1/3}}
\end{aligned} \tag{13}$$

Сая үзсэн диэлектрик ба өөрөө цуглуулагч керр орчин хоёрын зааг хавтгайг дагах гадаргуун соронзон долгио шугаман аналоггүй юм. Хэрвээ бид хоёр өөр шугаман орчны зааг авч үзсэнсэн бол (7) ийн оронд

$$v2r = \frac{a}{1+a} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon + \varepsilon_1} \tag{14}$$

гарах байлаа. Энэ дүн бас (7)-д $x_0 = 1$ гэж тавихад гарч ирнэ. (14) аас харахад хэрвээ $\varepsilon_1 > 0$ бол гадаргуун соронзон долгио үүсэх $v2r > 1$ нөхцөл яав ч биелэхгүй.

Харин $a = \varepsilon_1 / \varepsilon < -1$ бөгөөд $\varepsilon_1 < 0$ байваас ($z < 0$) суурь орчины хувьд $v2r > 1$ нөхцөл хангагдах нь тодорхой байна. Энэ нь метал-диэлектрик зааг $a < -1$ тохиолд гадаргуун соронзон долгиог дэмждэг гэсэн үг. Үүнийг лавшруулан бид металл-өөрөө цуглуулагч керр орчин заагийн тохиолд гадаргуун соронзон долгио байх боломжийг шинжилэв.

$\beta^2 > \varepsilon_1$ нөхцөл триваль биелэгдэнэ, яагаад гэвэл, $\varepsilon_1 < 0$. Бас $a = \varepsilon_1 / \varepsilon < -1$ байхад (7) ба (9) илэрхийлүүд

$$1 < v2r, \quad 1 < x_0 < \theta r$$

нөхцөлүүдтэй нийцэхийн тулд $x_0 \in (1, \theta r)$ байвал зохино, үүнд θr нь (7) илэрхийллийн полюс, түүнийг бас (10) томъёогоор бодож тодорхойлно. Хэрвээ $v2r$ -г x_0 оос функц гэх юм бол $(1, \theta r)$ интервал дээр $a/(1+a)$ утгаас эхлэн хязгааргүй болтлоо монотонно өснө. Иймээс $a = \varepsilon_1 / \varepsilon < -1$ тохиолд β^2 ийн

$a/(1+a)$ аас их утгад гадаргуун долгионы бодлого цорын ганц шийдтэй. Үүнд (4) шийдэд $z_0 = 0$ зааг хавтгай дээрх диэлектрикийн функцийг ϵ_0 утгыг (12) томъёогоор тодорхойлж бас $\cos \Delta\Phi = -1$ гэж тавих хэрэгтэй. (4) шийдээр илэрхийлэгдэж буй өөрөө цуглуулагч керр орчинд асимптот бөхөх соронзон долгио нь $1R$ горимоор явагдах болно.

IV. ДОТООД БҮРЭН ОЙЛТ

Асимптот бөхөх соронзон долгио шийдийг бас дотоод бүрэн ойлтын бодлогод хэрэглэж болно. ε_1 диэлектрикийн тогтмолтой ($z > 0$) орчиноос гэрлийн соронзон хавтгай долгио ($z < 0$) өөрөө цуглуулагч керр орчны ($z = 0+$) хавтгай гадаргуу дээр тусч ойж байгаа гэж төсөөлөн бодъё. Энэ тохиолд рефракцийн тогмолын квадрат β^2 тусгалын өнцөг ϑ хоёр хоорондоо $\beta^2 = \varepsilon_1 \sin^2 \vartheta$, гэж холбогдоно.

Шугаман орчинд орон нь туссан ба ойсон долгио тус бүрийн орны нийлбэртэй тэнцүү тул $z = 0+$ дээр соронзон орны у компонент:

$$H_{1,y,tot} = H_{1,y}(1+r),$$

үүнд, $H_{1,y}$ -туссан долгионы соронзон орны у-компонент, r – ойлтын фактор.

$z = 0+$ дээр цахилгаан орны х компонентыг Максвеллийн тэгшитгэл хэрэглэн тодорхойлбол

$$E_{1,x,tot} = (r-1)\sqrt{1/\varepsilon_1} \cos \vartheta H_{1,y}$$

$z = 0 \pm$ дээр H_y / E_x харьцаа тасралтгүй байх нөхцөл:

$$\frac{1+r}{r-1} \frac{\sqrt{\varepsilon_1}}{\cos \vartheta} = \frac{h \exp(i\Phi_e)}{iA \exp(i\Phi_A)} \quad (15)$$

Дотоод бүрэн ойлтын тохиолд $r = \exp(i\sigma)$, σ - өнцөг туйлширлын өөрчлөлтийг тусгана. (15) аас

$$\Delta\Phi = \Phi_e - \Phi_A, \quad \sin \Delta\Phi = 0, \quad \text{буюу} \quad \cos \Delta\Phi = \pm 1 \quad (16)$$

$$\operatorname{tg} \frac{\sigma}{2} = \sqrt{\varepsilon_1} \frac{1}{\cos \vartheta} \frac{h}{A} \cos \Delta\Phi \quad (17)$$

$\cos \Delta\Phi = \pm 1$ ийн тэмдгийн сонголтоос σ өнцгийн тэмдэг төдийгүй ($z < 0$) өөрөө цуглуулагч керр орчинд асимптот бөхөх долгио тарах горим хамаарна. A^2 ба h^2 ийн (1) илэрхийлэлүүд ашиглан $\operatorname{tg}^2 \frac{\sigma}{2}$ -ийг

диэлектрикийн функцийн $z = 0$ - зааг хавтгай дээрх ϵ_0 утгаар илэрхийлбэл

$$\operatorname{tg}^2 \frac{\sigma}{2} = \frac{-\varepsilon\beta^2 + (3\beta^2 - 2\epsilon_0)\epsilon_0}{\epsilon_0^2(\varepsilon + \epsilon_0)} \frac{\varepsilon_1^2}{\varepsilon_1 - \beta^2} \quad (18)$$

Зааг хавтгай дээр туссан энергийн урсгал (хэмжээсгүй)

$$s = \frac{1}{8} (\varepsilon_1 A^2 + h^2 \frac{\varepsilon_1 - \beta^2}{\varepsilon_1}) \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_1 - \beta^2}}$$

Үүнийг $z = 0$ - зааг хавтгай дээрх диэлектрикийн функцийн ϵ_0 утгаар илэрхийлбэл

$$s = \frac{(\varepsilon - \epsilon_0)(\varepsilon(-\varepsilon_1^2\beta^2 + \epsilon_0^2(\varepsilon_1 - \beta^2)) + \epsilon_0(\varepsilon_1^2(3\beta^2 - 2\epsilon_0) + \epsilon_0^2(\varepsilon_1 - \beta^2)))}{16\varepsilon_1\epsilon_0(-2\beta^2 + \epsilon_0)\sqrt{\varepsilon_1 - \beta^2}} \quad (19)$$

$\operatorname{tg} \frac{\sigma}{2} = -\sqrt{\operatorname{tg}^2 \frac{\sigma}{2}} \cos \Delta\Phi$ ба s хоёулаа нэгэн ϵ_0 хэмжигдүүнээр илэрхийлэгдэж байгаа болохлоор дотоод бүрэн ойлт зааг хавтгай дээр туссан энергийн урсгалаас хамаардаг гэсэн үг. Энэ хамаарал заримдаа нэгэн утгатай биш байдаг, энэ нь ижилхэн хэмжээтэй энергийн урсгал өөр, өөр ойлт өдөөх боломжтой гэсэн хэрэг. Үүнийг гайхаад байх хэрэггүй, учир нь гэвэл, иймэрхүү гистерезисийн үзэгдэл шугаман биш динамикт элбэг тохиолддог юм. Жишээ болгож $\varepsilon_1 = 3.01$, $\varepsilon = 2.5$, $\beta^2 = 2.95$, $\cos \Delta\Phi = -1$ тохиолд дотоод бүрэн ойлт зааг хавтгай дээр туссан энергийн урсгалаас хамаарах хамаарлыг график 5-д үзүүлэв.

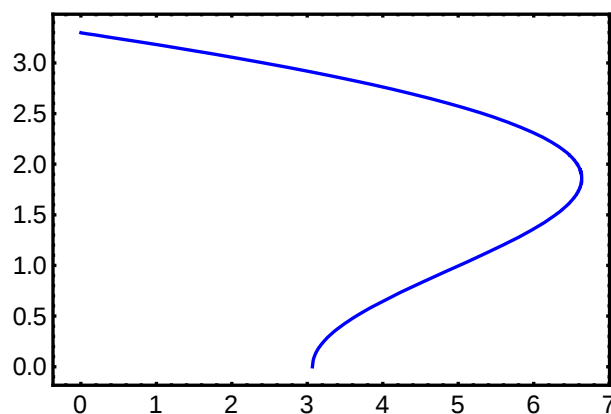


График 5. Муруй шугам сүүл хэсэгтээ хоёр утгат холбоог илэрхийлж байна. Хэрвээ бүр анхнаасаа $\cos \Delta\Phi = +1$ гэж сонгосон бол энэ графикт зөвхөн σ өнцгийн тэмдэг л өөр байх байсан.

ТАЛАРХАЛ

Энэхүү ажлыг гүйцэтгэхэд дэмжлэг үзүүлж суурь судалгааны SSA_017/2016 төслийг санхүүжүүлсэн ШУТС болон БСШУСЯ талархал илэрхийлье. Гэрэл бодисын харилцан үйлчлэл сэдвийн хүрээнд явуулдаг манай судалгаанд ач холбогдол өгч дэмжиж тусалсаар ирсэн проф. Ж.Даваасамбууд баярлалаа гэж хэлье, эрдмийн ажилд нь их амжилт хүсье.

НОМЗҮЙ

- [1] Г.Очирбат, О. Нямсүрэн. Өөрөө цуглуулагч керр орчин дахь гэрлийн стационар ТМ асимптот босоо долгио МУИС, ЭШБ 2006 №282(14) 80-81.
- [2] Г.Очирбат, О. Нямсүрэн. Өөрөө цуглуулагч керр орчин дахь гэрлийн стационар ТМ долгионы оронд диэлектрикийн функц параметруудаас хамаарах нь МУИС, ЭШБ 2006 №282(14) 64-73.
- [3] О. Нямсүрэн, Г.Очирбат. Гэрлийн стационар соронзон босоо долгио. Товчоо МУИС, ЭШБ 2009 №309(15) 122-125.

Максвеллийн тэгшитгэлийн, өөрөө сарниулагч оптик керр орчинд асимптот бөхөх гэрлийн соронзон долгио шийд. Түүний зарим хялбар хэрэглээ.

Г.Очирбат^{1*}, О.Нямсүрэн², Д.Улам-Оргих¹

¹ Физикийн тэнхим, Шинжлэх ухааны сургууль, МУИС

² Шинэ Монгол Технологийн дээд сургууль

I. УДИРТГАЛ

Оптик холбооны багаж бүтээх зорилттой холбогдулан шугаман биш үе бүхий долгио хөтлөгчөөр гэрлийн долгио тарах асуудлыг судлаачид аль эртнээс сонирхсоор иржээ. Бид харин шугаман биш үе буюу илтсээр гэрлийн соронзон ба цахилгаан долгио тарах бодлого бодоход зориулан нилээд өвөрмөгц арга зүй боловсруулсан билээ[1-3].

Хавтгай дээр татсан тэнхлэг дагуу хавтгай долгио мэт, харин хавтгайд ортогональ тэнхлэгийн координатаас триваль биш хамааралтай соронзон долгионы оронг дараах хэлбэртэй дүрсэлдэг

$$E_x = iAe^{i\Phi_A}\varphi, \quad E_z = e e^{i\Phi_e}\varphi, \quad H_y = h e^{i\Phi_h}\varphi, \quad \varphi = \exp(-i\omega t + k_0\beta x)$$

Үүнд $A > 0, e > 0, h < 0, k_0 = \omega/c, \beta$ – рефракцийн тогтмол.

Соронзон долгионы орон дахь өөрөө сарниулагч оптик керр орчины диэлектрикийн функц

$$\epsilon = \epsilon - A^2 - e^2$$

Үүнд ϵ -диэлектрикийн тогтмол. Бид максвеллийн тэгшитгэлийг бодохдоо юуны урьд түүний хоёр анхны интегралыг ашиглан диэлектрикийн функц координатаас хамаарах хамаарлыг олох зорилго тавьдаг; оронгийн амплитуд бүр диэлектрикийн функцээр илэрхийлэгддэг тул энэ нь соронзон долгионы оронг зураглах нэгэн өвөрмөгц хувилбар болж чаддаг.

Оронгийн амплитуд бүр диэлектрикийн функцээр дараах хэлбэртэй илэрхийлэгддэг

$$h^2 = \frac{e}{2\beta^2 - e} \frac{\epsilon^2 - e^2 - 2cnst}{2}, \quad A^2 = \epsilon - e - \frac{\beta^2}{e^2} h^2, \quad (1)$$

$$e^2 = \frac{\beta^2}{2\beta^2 - e} \frac{\epsilon^2 - e^2 - 2cnst}{2e}$$

Диэлектрикийн функцээс координатаар авсан уламжлал

$$\frac{de}{dz} = \frac{(2\beta^2 - e)}{e/2 - e^2} Ah \cos \Delta\Phi, \quad \text{где } \Delta\Phi = \Phi_e - \Phi_A \quad (2)$$

Энергийн урсгал хадгалагдах хууль

$$\frac{1}{2} Ah \sin \Delta\Phi = c0 \quad (3)$$

(1), (3) ийн тусламжтайгаар (2) нь диэлектрикийн функц координатаас хамаарах хамаарлыг тодорхойлох тэгшитгэл болж хувирна. Энэ хамаарал нь

$$z - z_0 = \int_{e_0}^e \frac{(\frac{e}{2} - e^2) de}{(2\beta^2 - e) Ah \cos \Delta\Phi} \quad (4)$$

Бид энэ битүүлэг квадратур шийдийг $\beta^2, 2cnst, c0$ гурван параметраас хамааруулан дэлгэрэнгүй шинжилсэн[1-2].

II. АСИМПТОТ БӨХӨХ СОРОНЗОН ДОЛГИО ШИЙД

(1) ийг ажиглахад, $e \rightarrow \epsilon$ хязгаарт $A^2 \rightarrow 0, h^2 \rightarrow 0$ болохын тулд $2cnst = 0$ байх нь мэдэгдэнэ. Бас (3) аас харахад $c0 = 0$ болохын тулд

$$\sin \Delta\Phi = 0 \quad \text{буюу} \quad \cos \Delta\Phi = \pm 1 \quad (5)$$

(1) илэрхийллүүдийг шинжилж үзэхэд, $A^2 \geq 0 \& h^2 \geq 0$ нөхцөлд $e \rightarrow \epsilon$ хязгаарт үүсэх боломж зөвхөн $\beta^2 \geq \epsilon$ тохиолд e хэмжигдүүн $[\theta, \epsilon]$ завсарт тодорхойлогдсон байхад л гарч ирдэг. Үүнд

$$\theta = \frac{3}{4} \beta^2 - \sqrt{\frac{9}{16} \beta^4 - 0.5 \beta^2 \epsilon} \quad (6)$$

$[\theta, \epsilon]$ завсрын дээд хил болох ϵ цэг нь $A^2 h^2$ функцийн хоёрдугаар эрэмбийн тэг цэг, харин доод хил болох θ цэг нь нэгдүгээр эрэмбийн тэг цэг мөн гэдгийг цохон тэмдэглэе.

Энд өөрөө цуглуулагч керр орчноос ялгарах нэг онцлог нь гэвэл анхны утгын бодлогын (4)

* Electronic address:

шийдэд интеграндын хүртвэрд буй $e/2 - e^2$ илэрхийлэл e -ээс хамааран хувьсахдаа нэгэн цэг дээр тэмдэгээ өөрчилдөг, тэр нэгэн цэг нь: $e = \xi$, $\xi \in (\theta, \varepsilon)$, үүнд

$$\xi = \beta^2 - \frac{(1-i\sqrt{3})\beta^4}{2^{2/3}(-\varepsilon^2\beta^2 + 2\beta^6 + \sqrt{\varepsilon^4\beta^4 - 4\varepsilon^2\beta^8})^{1/3}} - \frac{(1+i\sqrt{3})(-\varepsilon^2\beta^2 + 2\beta^6 + \sqrt{\varepsilon^4\beta^4 - 4\varepsilon^2\beta^8})^{1/3}}{22^{1/3}} \quad (7)$$

$e/2 - e^2$ функц яаж хувьсдагийг график 1-с мэдэрч болно.

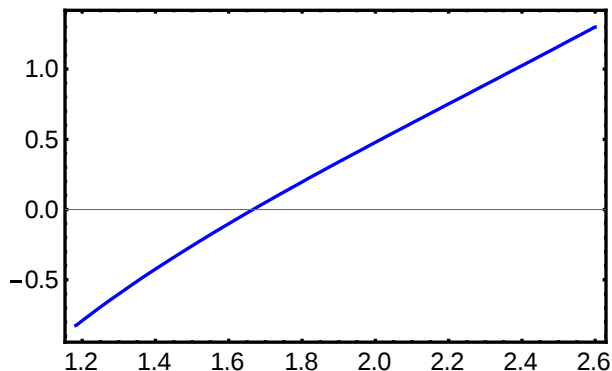


График 1. $e/2 - e^2$ функцийн график. $\varepsilon = 2.6$, $\beta^2 = 2.95$. Тооцоогоор олсон нь: $\theta = 1.18286$, $\xi = 1.66611$. Энэ функц $[\theta, \varepsilon]$ завсрын дээд хил болох $e = \varepsilon$ цэг дээр эерэг, доод хил болох $e = \theta$ цэг дээр сөрөг утга аваад харин $e = \xi$ цэг дээр тэмдэгээ өөрчилжээ.

$e/2 - e^2$ -ийн энэ шинжээс шалтгаалан (4)-ээр тодорхойлогдох $\epsilon(z)$ функц $z - z_0 \rightarrow \pm\infty$ хязгаарт $e \rightarrow \varepsilon$ хязгаард шилжихийн өмнө анхны утга e_0 бас $\cos \Delta\Phi = \pm 1$ ийн тэмдгийн сонголтоос хамаарч эргэж буцсан төвөгтэй хэлбэрийг олох боломжтой. Үүнийг график 2-с харж болно.

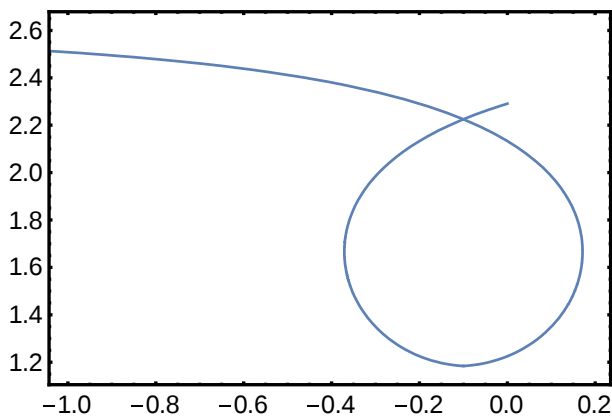


График 2. $\epsilon(z)$ функцийн графикийг $e_0 > \xi$ ба $\cos \Delta\Phi = -1$ тохиолд зуржээ. $\beta^2 = 2.95$, $\varepsilon = 2.6$.

Тооцоогоор олсон нь: $\theta = 1.18286$, $\xi = 1.66611$. Сонгосон анхны утга: $(z_0, e_0) = (0., 2.29067)$ Харваас, OZ тэнхлэгийн сөрөг чиглэлд анхны утга e_0 ээс эхлэн буурчбайсан $\epsilon(z)$ функц явц дундаа хэдэн удаа эргэн гогцоорсны эцэст $z \rightarrow -\infty$ хязгаарт ε утга руу тэмүүлжээ.

$\epsilon(z)$ функц зөвхөн $e_0 > \xi$ ба $\cos \Delta\Phi = +1$ тохиолд л монотонно өссөөр $z \rightarrow -\infty$ хязгаарт ε утга руугаа тэмүүлнэ, график 3-с харна уу.

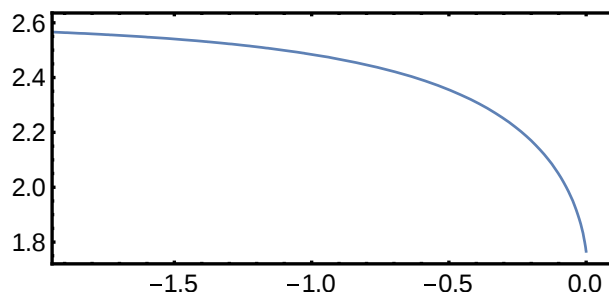


График 3. $\epsilon(z)$: функцийн графикийг $e_0 > \xi$ ба $\cos \Delta\Phi = +1$ тохиолд зуржээ. Тооцоогоор олсон нь: $\theta = 1.18286$, $\xi = 1.66611$. Сонгосон анхны утга: $(z_0, e_0) = (0., 1.76611)$. Харваас, $\epsilon(z)$ функц, OZ тэнхлэгийн сөрөг чиглэлд, e_0 анхны утгаасаа эхлэн бууран буурсаар ε утга руу гаа тэмүүлжээ.

Ш. ГАДАРГУУН СОРОНЗОН ДОЛГИО

Өөрөө сарниулагч керр орчинд асимптот бөхөх долгио шийдийг гадаргун соронзон долгионы бодлогод хэрэглэх асуудал тийм ч ойлгомжтой зүйл биш бололтой. (график 2-т үзүүлсэн шиг) эргэж гогцоорсон муруйгаар дүрслэгдэх функц хэлбэртэй шийд заагийн нөхцөлтэй авцалдах боломж харагдахгүй байна. Харин $z_0 = 0$ - зааг хавтгай дээрх диэлектрикийн функцийн утга e_0 нь $e/2 - e^2$ ийн тэмдэгээ хувиргах $e = \xi$ цэгийн баруун талд оршихын ($e_0 > \xi$) дээр бас $\cos \Delta\Phi = +1$ байх (график 3-т үзүүлсэн шиг) тохиолд л ($z < 0$) өөрөө сарниулагч керр орчинд асимптот бөхөх соронзон долгио шийдийн тухай ярьж болмоор. ε_1 диэлектрикийн тогтмолтой ($z > 0$) шугаман диэлектрик орчин ε диэлектрикийн тогтмолтой ($z < 0$) өөрөө сарниулагч керр орчин хоёрын ($z = 0$) зааг хавтгай дагуу тарах гэрлийн соронзон долгио байж болох бүх боломжийг хоёр орчны диэлектрикийн тогтмол ба рефракцийн тогтмол β эдгээр гурван параметраас хамааруулан илрүүлэн гаргахыг хичээе. Энэ зорилгын үүднээс диэлектрикийн функц ($z = 0$) зааг хавтгай

дээрх ϵ_0 утгаасаа эхлэн ($z < 0$) өөрөө сарниулагч керр орчны гүн тийш хувьсахдаа яваандаа ϵ утга руу тэмүүлэх боломжийг судлая. Шугаман орчинд $z \rightarrow \infty$ хязгаарт бөхөх соронзон долгио байх нөхцөл нь $\epsilon_1 < \beta^2$ мөн гэдгийг юуны урьд тэмдэглэе.

Заагийн нөхцөл ашиглахад ϵ_1, ϵ , β^2 параметрууд ба зааг хавтгай дээрх сарниулагч керр орчны диэлектрикийн функцийг утга ϵ_0 эдгээр дөрвөн хэмжигдүүнээр интегралчлалын тогтмол илэрхийлэгдэнэ.

$$2cnst = \epsilon^2 - \epsilon_0^2 + \frac{2(2\beta^2 - \epsilon_0)(\epsilon_0 - \epsilon)}{\epsilon_0((- \epsilon_1 + \beta^2)/\epsilon_1^2 + \beta^2/\epsilon_0^2)}$$

$2cnst = 0$ гэж эндээс β^2 г бусад хэмжигдүүнээр нь илэрхийлбэл

$$\beta^2 = \frac{\epsilon_1 \epsilon_0^2 (\epsilon - 2\epsilon_1 + \epsilon_0)}{-3\epsilon_1^2 \epsilon_0 + \epsilon_0^3 + \epsilon(\epsilon_1^2 + \epsilon_0^2)} \quad (8)'$$

Хэрвээ

$$x_0 = \epsilon_0 / \epsilon, \quad a = \epsilon_1 / \epsilon, \quad v2r = \beta^2 / \epsilon, \quad \theta r = \theta / \epsilon \quad \xi r = \xi / \epsilon \quad (9)$$

гэж тэмдэглэвэл (8)' нь

$$v2r = \frac{ax_0^2(1 - 2a + x_0)}{-3a^2x_0 + x_0^3 + (a^2 + x_0^2)} \quad (8)$$

Мөн түүнчилэн

$$\epsilon_1 < \beta^2, \quad \epsilon < \beta^2, \quad \theta < \xi < \epsilon_0 < \epsilon \quad (10)'$$

гэсэн бөхөх соронзон долгио байх нөхцөлүүд нь $a < v2r$, $\theta r < \xi r < x_0 < 1 < v2r$ (10)

- хэлбэртэй бичигдэнэ. Үүнд

$$\theta r = \frac{3}{4} v2r - \sqrt{\frac{9}{16} v2r^2 - 0.5 v2r} \quad (11)$$

Тэгэхлээр одоо ϵ_1, ϵ , β^2 параметрууд ын өгөгдсөн утгад (10) нөхцөлүүдтэй нийцэх, диэлектрик ийн функцийг, зааг хавтгай дээрх x_0 утга олдохуу, олдвол эдгээр параметраар яаж тодорхойлогдох вэ гэсэн асуултанд хариулах л үлдлээ.

Шинжилгээнд ξ ийг β^2 ээр илэрхийлсэн (7) илэрхийлэлийн оронд $v2r$ ийг ξr ээр илэрхийлсэн дараах илэрхийлэл

$$v2r = \frac{\xi r^3}{2\xi r^2 - 1} \quad (12)$$

-ашиглах нь дөхөмтэй. Тухайлбал, эндээс $v2r > 1$ нөхцөл хангахын тулд

$$\xi r \in (1/\sqrt{3}, \xi_0), \quad \xi_0 = .652704 < 2/3$$

гэж мэдэгдэнэ. Цаашилбал ийм ξr утгуудад $\theta r \leq \xi r$ нөхцөл хангагдана гэдгийг мэдэхэд төвөггүй. Тухайлбал, (12) ийн улмаас θr -г ξr ээс хамаарсан функц мэтээр авч үзэж болох бөгөөд ингэхэд $\theta r \leq \xi r$ тэнцэл бусыг шууд шалгах боломж гарна. График 4-с үзнэ үү.

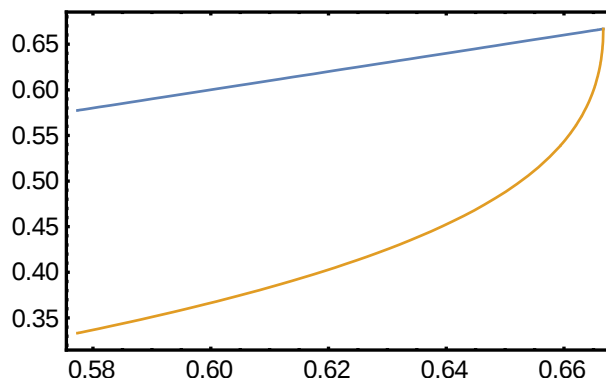


График 4. ξr ба θr ийн график. Хэвтээ тэнхлэг дээр ξr -г авав. Хоёр муруй $\xi r = 2/3$ утгад нийлсэн байгаа. $\xi_0 < 2/3$ тул ξr ийн $1/\sqrt{3}$ ээс ξ_0 хүртэл бүх утгуудад $\xi r > \theta r$.

Ийнхүү $\xi r \in (1/\sqrt{3}, \xi_0)$ утгад $\theta r < \xi r < 1 < v2r(\xi r)$ тэнцэл бишүүд хангагдах ажээ. Цаашид

$$\xi r \leq x_0 < 1 < v2r(x_0) \quad (13)$$

нөхцөлүүд хангах x_0 ийн утгуудыг олж илрүүллийн тулд (8) ба (12) ээр илэрхийлэгдэх хоёр өөр функцийг утга тэнцэж байх үеийн $\xi r \square x_0$ харгалзаа буюу

$$v2r(\xi r) = v2r(x_0) \quad (14)$$

тэгшитгэлийг шинжилэх хэрэгтэй болно. (14) өөс, эхлээд $\xi r = x_0$ утга түүнд харгалзах ерөнхий $v2r$ утгыг олбол

$$\xi x_0 = \xi r = x_0 = a - (a - 2a^2 + a^3)^{1/3} \quad (15)$$

$$v2r(\xi x_0) = \frac{(a - ((-1 + a)^2 a)^{1/3})^3}{-1 + 3(a - ((-1 + a)^2 a)^{1/3})^2} \quad (16)$$

Шинжилгээнд (8) илэрхийллийн полюс $x r$ ийн байршил a -параметраас хамаарах байдал чухал баримжаа болж өгөв.

$$a^2 = \frac{x r^3 + x r^2}{3x r - 1} \quad (17)$$

x_0 ийн утгын эерэг мужид полюс үүсгэж чадах a -параметрийн хамгийн бага утгыг a_0 ээр тэмдэглэвэл :

$$a_0 = 0.847487$$

Энэ утгад $x_p = 1/\sqrt{3}$ харгалзана. (13) нөхцөл биелэх x_0 утгуудыг a -параметрийн зөвхөн $a_0 < a < 1$ мужид хайх хэрэгтэй болдог. (8) аас

$$x_p = -\frac{1}{3} - \frac{-1-9a^2}{3(-1-27a^2+3\sqrt{3}\sqrt{a^2+18a^4-27a^6})^{1/3}} + \frac{1}{3}(-1-27a^2+3\sqrt{3}\sqrt{a^2+18a^4-27a^6})^{1/3} \quad (18)$$

ξx_0 ийн утга a -параметраас хамаарах хамааралыг 5-графикт үзүүлэв.

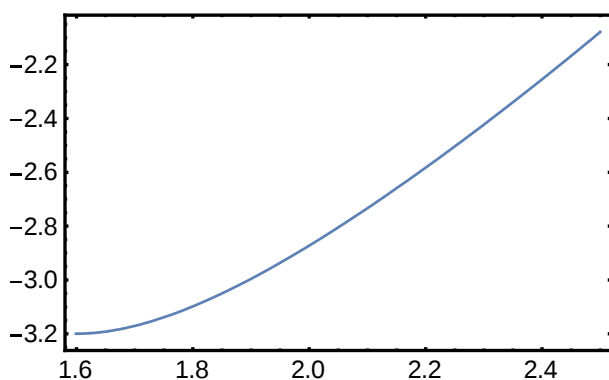


График 5. ξ_0 ба ξx_0 -ийн a -параметраас хамаарах хамаарал.

$$a = a_1 = \frac{-1+3\xi_0^2 - \sqrt{1-6\xi_0^2+8\xi_0^3-3\xi_0^4}}{2(-2+3\xi_0)} = 0.8826401 \quad \begin{matrix} \text{Хоёр} \\ \text{шугам} \\ \text{утгад} \end{matrix}$$

$$x_{01} = -\frac{1-a+2a^2}{3(1+a)} - \frac{(-1+2a-14a^2+13a^3-4a^4)/(3(1-a)(-1+3a-36a^2+67a^3-72a^4+39a^5-8a^6+3\sqrt{3}\sqrt{a^2-5a^3+34a^4-106a^5+152a^6-106a^7+32a^8-a^9+a^{10}})^{1/3})}{3(1-a)} + \frac{1}{3(1-a)}(-1+3a-36a^2+67a^3-72a^4+39a^5-8a^6+3\sqrt{3}\sqrt{a^2-5a^3+34a^4-106a^5+152a^6-106a^7+32a^8-a^9+a^{10}})^{1/3} \quad (19)$$

$a_0 < a < a_1$ тохиолын жишээ болгож $a = 0.87$ утгад $v2r(x_0)$ ба $v2r(\xi r)$ хоёр функцийн графикийг нэг хавтгай дээр давхарлан зурав (график 7).

огтлолцжээ . 1. $a_0 < a < a_1$ тохиолд $\xi x_0 < \xi_0$. Тухайн a утгад ξr ийнавах утгын дээд хязгаар нь ξ_0 биш харин (15) ээр илэрхийлэгдэх ξx_0 болно. 2. $a_1 < a < 1$ тохиолд $\xi x_0 > \xi_0$ Тухайн a утгад ξr ийн авах утгын дээд хязгаар нь ξ_0 болно.

1. ба 2. тохиол тус бүрд $v2r(x_0)$ ба $v2r(\xi r)$ хоёр функцийн графикийг нэг хавтгай дээр давхарлан зурахад энэ хоёр тохиолын ялгаа юунд оршиж байгаа нь нүдэнд тусна. Жишээ болгож $a_1 < a = 0.91$ буюу $\xi x_0 > \xi_0$ тохиолд $v2r(\xi r)$ ба $v2r(x_0)$ хоёр функцийн графикийг нэг хавтгай дээр давхарлан зурав (график 6)

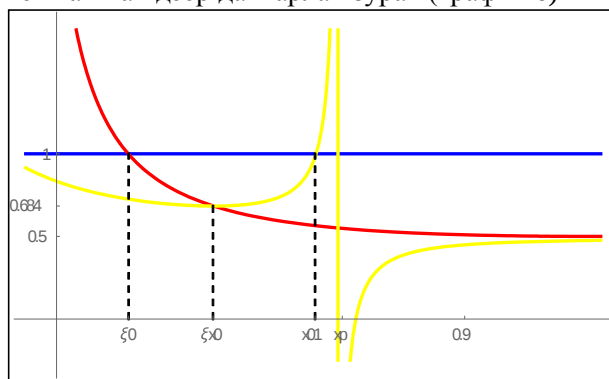


График 6. ξ_0 нь $V2r(\xi r) = 1$ тэг шигтгэлийн язгуур, $\xi r = \xi_0$ -д харгалзах $x_0 = x_{01}$ утга ньнь $v2r(x_0) = 1$ тэгшитгэлийн язгуур мөн. Зургаас харахад x_0 нь (x_{01}, x_p) интервалд утга авбал харин $v2r$ нь $(1, \infty)$ интервалд утга авбал (13) нөхцөлүүд хангагдахаар байна.

Үүнд

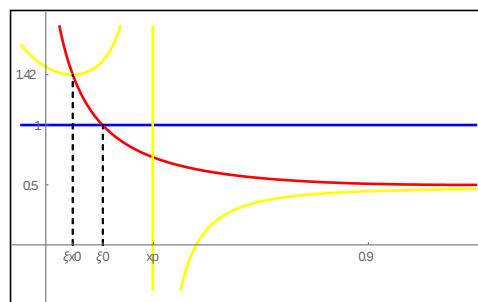


График 7. $v2r(\xi r)$ ба $v2r(x_0)$ ийн график. Хоёр муруйн огтлолцсон цэг $\xi x_0 = \xi_0$ болно. Энд x_0 ийн авах утгын

доод хязгаар ξr ийн авах утгын дээд хязгаар хоёулаа ξx_0 тэй тэнцүү. Тэгэхлээр x_0 нь $(\xi x_0, x_r)$ завсарт, $v_2 r$ нь $(v_2 r(\xi x_0), \infty)$ зэвсарт утга авбал (13) нөхцөлүүд хангагдана. Үүнд ξx_0 ба $v_2 r(\xi x_0)$ утгууд (15) ба (16) томъёогоор бодогдоно.

Гадаргуун соронзон долгионы бодлогод, бүр анхнаасаа, $\varepsilon_1 / \varepsilon$ харьцаа ба зааг хавтгай дээрх e_0 утгаар β^2 -г тодорхойлох зорилго

$$x_0 = -\frac{-a + 2a^2 + v_2 r}{3(-a + v_2 r)} - (2^{1/3}(-9a^2 v_2 r(-a + v_2 r) - (-a + 2a^2 + v_2 r)^2)) /$$

$$(3(-a + v_2 r)(2a^3 - 12a^4 + 24a^5 - 16a^6 - 6a^2 v_2 r + 24a^3 v_2 r - 78a^4 v_2 r + 54a^5 v_2 r +$$

$$6a v_2 r^2 - 12a^2 v_2 r^2 + 108a^3 v_2 r^2 - 54a^4 v_2 r^2 - 2v_2 r^3 - 54a^2 v_2 r^3 +$$

$$\sqrt{((2a^3 - 12a^4 + 24a^5 - 16a^6 - 6a^2 v_2 r + 24a^3 v_2 r - 78a^4 v_2 r + 54a^5 v_2 r +$$

$$6a v_2 r^2 - 12a^2 v_2 r^2 + 108a^3 v_2 r^2 - 54a^4 v_2 r^2 - 2v_2 r^3 - 54a^2 v_2 r^3)^2 +$$

$$4(-9a^2 v_2 r(-a + v_2 r) - (-a + 2a^2 + v_2 r)^2)^3))^{1/3}) + \frac{1}{3 \cdot 2^{1/3}(-a + v_2 r)}$$

$$(2a^3 - 12a^4 + 24a^5 - 16a^6 - 6a^2 v_2 r + 24a^3 v_2 r - 78a^4 v_2 r + 54a^5 v_2 r +$$

$$6a v_2 r^2 - 12a^2 v_2 r^2 + 108a^3 v_2 r^2 - 54a^4 v_2 r^2 - 2v_2 r^3 - 54a^2 v_2 r^3 +$$

$$\sqrt{((2a^3 - 12a^4 + 24a^5 - 16a^6 - 6a^2 v_2 r + 24a^3 v_2 r - 78a^4 v_2 r + 54a^5 v_2 r +$$

$$6a v_2 r^2 - 12a^2 v_2 r^2 + 108a^3 v_2 r^2 - 54a^4 v_2 r^2 - 2v_2 r^3 - 54a^2 v_2 r^3)^2 +$$

$$4(-9a^2 v_2 r(-a + v_2 r) - (-a + 2a^2 + v_2 r)^2)^3))^{1/3}$$
(20)

Дүгнэлт. Ерийн диэлектрик ба өөрөө сарниулагч керр орчин хоёрын заагт гадаргуун соронзон долгио оршин байх ерөнхий нөхцөл: $a_0 < a < 1$ хэрвээ $1 > a > a_1$ бол β^2 нь ε ээс их ямарч утгатай байж болно ($v_2 r = \beta^2 / \varepsilon > 1$). Өгөгдсөн $a, v_2 r$ утгад зааг хавтгай дээр диэлектрикийн функцийг цорын ганц утга харгалзана. Тэр утгыг нь (20) томъёогоор бодож олно.

Хэрвээ $a_0 < a < a_1$ бол β^2 нь (16) ээс их ямарч утгатай байж болно. Өгөгдсөн $a, v_2 r$ утгад зааг хавтгай дээр диэлектрикийн функцийг цорын ганц утга харгалзана. Тэр утгыг нь (20) томъёогоор бодож олно.

ε_1 сөрөг диэлектрикийн тогтмолтой шугаман орчин ε эерэг диэлектрикийн тогтмолтой өөрөө сарниулагч керр орчин хоёрын заагт гадаргуун соронзон долгио байж болох нөхцөлийг параметруудаас хамааруулан шинжилсэн шинжилгээний дүнг хүснэгтээр үзүүлбэл

	a парамтрийн утгын муж	x_0 -ийн утгын муж	$v_2 r$ -ийн утгын муж
1 дүгээр тохиол	$(-1, -a_0)$	$(\xi x_0, x_r)$	$(v_2 r(\xi x_0), \infty)$

тавигддаггүй байхаа, харин өгөгдсөн $\varepsilon_1 / \varepsilon$ харьцаа ба рефракцийн тогтмолын өгөгдсөн β утгаар зааг хавтгай дээрх e_0 утгыг олох шаардлага үүсдэг бизээ. Үүнтэй холбогдуулан $a > 1$ ба $v_2 r \in (a, \infty)$ нөхцөлд $x_0 = e_0 / \varepsilon$ -ийг a ба $v_2 r$ ээр тодорхойлох томъёо толилуулъя.

2 дугаар тохиол	$(a_1, -1)$	$(\xi x_0, 1)$	$(v_2 r(\xi x_0), \frac{a}{a+1})$
3 дугаар тохиол	Нижө a_1	$(x_0, 1)$	$(1, \frac{a}{1+a})$

ҮҮНД

$$a_1 = -7.5207958$$

$$\xi x_0 = \xi = x_0 = a + (-a + 2a^2 - a^3)^{1/3} \quad (21)$$

$$v_2 r(\xi x_0) = \frac{(a + (-(-1+a)^2 a)^{1/3})^3}{-1 + 3(a + (-(-1+a)^2 a)^{1/3})^2} \quad (22)$$

x_0 нь $v_2 r(x_0) = 1$ тэгшитгэлийн язгуур (19). x_r нь (18) томъёогоор бодогдоно.

Хүснэгтэд тавигдсан 3 тохиолын эхнийх нь шугаман аналоггүй болохыг тэмдэглэе.

IV. ДОТООД БҮРЭН ОЙЛТ

Асимптот бөхөх соронзон долгио шийдийг дотоод бүрэн ойлтын бодлогод нилээд явцуу нөхцөлд хэрэглэж болмоор. ε_1 диэлектрикийн тогтмолтой ($z > 0$) орчиноос гэрлийн соронзон хавтгай долгио ($z < 0$) өөрөө сарниулагч керр орчны ($z = 0+$) хавтгай гадаргуу дээр тусч, ойж байгаа гэж төсөөлөн бодъё. Энэ тохиолд рефракцийн тогмолын квадрат β^2 тусгалын

өнцөг $\mathcal{G}$:хоёр хоорондоо $\beta^2 = \varepsilon_1 \sin^2 \mathcal{G}$, гэж холбогдоно.

Шугаман орчинд орон нь туссан ба ойсон долгио тус бүрийн орны нийлбэртэй тэнцүү тул $z = 0 +$ дээр соронзон орны у компонент:

$$H_{1,y,tot} = H_{1,y}(1+r),$$

үүнд, $H_{1,y}$ -туссан долгионы соронзон орны у-компонент, r – ойлтын фактор.

$z = 0 +$ дээр цахилгаан орны х-компонентыг Максвеллийн тэгшитгэл хэрэглэн тодорхойлбол

$$E_{1,x,tot} = (r-1)\sqrt{1/\varepsilon_1} \cos \mathcal{G} H_{1,y}$$

$z = 0 \pm$ дээр H_y / E_x харьцаа тасралтгүй байх нөхцөл:

$$\frac{1+r}{r-1} \frac{\sqrt{\varepsilon_1}}{\cos \mathcal{G}} = \frac{h \exp(i\Phi_e)}{iA \exp(i\Phi_A)} \quad (23)$$

Дотоод бүрэн ойлтын тохиолд $r = \exp(i\sigma)$, σ өнцөг туйлширлын өөрчлөлтийг тусгана. (23) аас

$$\Delta\Phi = \Phi_e - \Phi_A, \quad \sin \Delta\Phi = 0, \quad \text{буюу} \quad \cos \Delta\Phi = \pm 1 \quad (24)$$

$$tg \frac{\sigma}{2} = \sqrt{\varepsilon_1} \frac{1}{\cos \mathcal{G}} \frac{h}{A} \cos \Delta\Phi \quad (25)$$

$\cos \Delta\Phi = \pm 1$ ийн тэмдгийн сонголтоос σ өнцгийн тэмдэг төдийгүй ($z < 0$) өөрөө сарниулагч керр орчинд асимптот бөхөх долгио тарах горим хамаарна. Хоёр дугаар хэсэгт тэмдэглэснээр бид өөрөө сарниулагч керр орчны тохиолд $\cos \Delta\Phi = +1$ гэж авах ёстой билээ.

A^2 ба h^2 ийн (1) илэрхийлэлүүд ашиглан $tg^2 \frac{\sigma}{2}$ -г диэлектрикийн функцийн $z = 0 -$ зааг хавтгай дээрх утгаар илэрхийлбэл

$$tg^2 \frac{\sigma}{2} = \frac{-\varepsilon\beta^2 + (3\beta^2 - 2\varepsilon_0)\varepsilon_0}{\varepsilon_0^2(\varepsilon + \varepsilon_0)} \frac{\varepsilon_1^2}{\varepsilon_1 - \beta^2} \quad (26)$$

Зааг хавтгай дээр туссан энергийн урсгал (хэмжээсгүй)

$$s = \frac{1}{8} (\varepsilon_1 A^2 + h^2 \frac{\varepsilon_1 - \beta^2}{\varepsilon_1}) \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_1 - \beta^2}} \quad (27)$$

Үүнийг $z = 0 -$ зааг хавтгай дээрх диэлектрикийн функцийн ε_0 утгаар илэрхийлбэл

$$s = \frac{(\varepsilon - \varepsilon_0)(\varepsilon(-\varepsilon_1\beta^2 + \varepsilon_0^2(\varepsilon_1 - \beta^2)) + \varepsilon_0(\varepsilon_1^2(3\beta^2 - 2\varepsilon_0) + \varepsilon_0^2(\varepsilon_1 - \beta^2)))}{16\varepsilon_1\varepsilon_0(-2\beta^2 + \varepsilon_0)\sqrt{\varepsilon_1 - \beta^2}} \quad (28)$$

$$tg \frac{\sigma}{2} = -\sqrt{tg^2 \frac{\sigma}{2}} \cos \Delta\Phi \quad \text{ба} \quad s \quad \text{хоёулаа} \quad \text{нэгэн} \quad \varepsilon_0$$

хэмжигдүүнээр илэрхийлэгдэж байгаагаас үүдэн дотоод бүрэн ойлт зааг хавтгай дээр туссан энергийн урсгалаас хамаардаг гэсэн үг.

Диэлектрикийн функц зааг хавтгай дээр авах утга ε_0 нь $\beta^2 > \varepsilon > \varepsilon_0 \geq \xi$ буюу $\sqrt{2r} > 1 > x_0 \geq \xi r$ нөхцөлийг хангах ёстой, үүнд ξr нь $\sqrt{2r}$ ээр дараах томъёогоор тодорхойлогдоно.

$$\xi r = \sqrt{2r} - \frac{(1-i\sqrt{3})\sqrt{2r^2}}{2^{2/3}(-\sqrt{2r} + 2\sqrt{2r^3} + \sqrt{\sqrt{2r^2} - 4\sqrt{2r^4}})^{1/3}} - \frac{(1+i\sqrt{3})(-\sqrt{2r} + 2\sqrt{2r^3} + \sqrt{\sqrt{2r^2} - 4\sqrt{2r^4}})^{1/3}}{2^{2/3}}, \quad (29)$$

Жишээ

болгож

$\varepsilon_1 = 3$, $\varepsilon = 2.5$, $\beta^2 = 2.875$, $\cos \Delta\Phi = +1$ тохиолд дотоод бүрэн ойлт зааг хавтгай дээр туссан энергийн урсгалаас хамаарах хамаарлыг 8 графикт үзүүлэв.

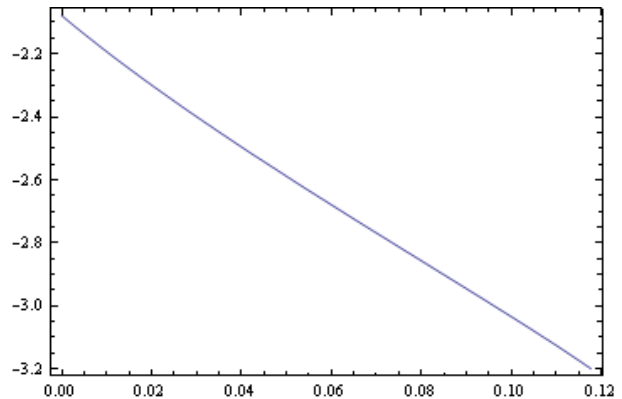


График 8. Босоо тэнхлэг дээр $tg(\sigma/2)$, хэвтээ тэнхлэг дээр зааг хавтгай дээр туссан энергийн урсгалыг тус тус авав. Туссан эрчим ихсэхийн хирээр σ өнцөг хэмжээгээрээ өсдөг аж.

ТАЛАРХАЛ

Энэхүү ажлыг гүйцэтгэхэд дэмжлэг үзүүлж суурь судалгааны SSA_017/2016 төслийг санхүүжүүлсэн ШУТС болон БСШУСЯ талархал илэрхийлье. Гэрэл бодисын харилцан үйлчлэл сэдвийн хүрээнд явуулдаг манай судалгаанд ач холбогдол өгч дэмжиж тусалсаар ирсэн проф. Ж.Даваасамбууд баярлалаа гэж хэлье, эрдмийн ажилд нь их амжилт хүсье.

НОМ ЗҮЙ

- [1] Г.Очирбат, О.Нямсүрэн, Рассеяние света в дефокусирующей среде на нелинейной подложке(Анализ формального решения). Препринт, ОИЯИ, 2000, р17-2000-241.
- [2] Г.Очирбат, О.Нямсүрэн, Сөрөг керр орчинд гэрлийн стационар ТМ долгионы оронд диэлектрикийн функц параметруудаас хамаарах нь. МУИС, ЭШБ 2004 №224(11), 33-50.

Properties of hydroxyapatite doped by fullerenes and carbon nanotubes

E.M. Shpilevsky¹, S.A. Filatov¹, G.Shilagardi^{2,*}, P.Tuvshintur², D.Ulam-Orgikh², D.Timur-Bator²

¹ Heat and Mass transfer Institute, NAS of Belarus, Minsk, Belarus

² National University of Mongolia, Ulaanbaatar, 15141, Mongolia

INTRODUCTION

Hydroxyapatite (HAP) - the material is close in composition to human bone tissue, therefore it is used for medical purposes to replace and treat patients or damaged parts of the body. The number of patients who need operations to restore bone integrity is quite large. For example, for the United States, this figure is 1 million people or more annually (of which over 300,000 are prosthetics of the hip and knee joints, dental implants are also of the same order) [1].

Previously conducted studies show that materials containing fullerenes and carbon nanotubes (C₆₀ and CNT) have special mechanical, tribological, optical, sorption properties, combining in one material difficult to reconcile properties (for example, low density with high strength, high adhesion and low coefficient friction, high strength and high plasticity) [2-4]. It was established that fullerenes and CNTs are not only stable nanoparticles, which change the properties of the material due to their presence as components of fillers of the composite material, but also act as tools for influencing the structure of the matrix as a stimulator of synergistic structuring processes [5]. The combination of the known properties of hydroxyapatite (HAP), such as biocompatibility and good water solubility, with the properties of carbon nanoparticles (electron deficiency, the ability to interact with free radicals, the stability of the shape and number of atoms) suggests the production of new bioactive materials with improved characteristics.

A significant increase in the physical and mechanical properties and tribotechnical characteristics of materials can be achieved by creating composites containing carbon nanostructures. In this connection, the study of the properties of composites based on hydroxyapatite and fullerenes, hydroxyapatite and carbon nanotubes, carried out in this paper, is of scientific and practical interest.

1. TECHNOLOGICAL AND DIAGNOSTIC TECHNIQUES

To prepare composite samples, we used separately prepared C₆₀ solution in toluene, suspension of carbon nanotubes (CNTs) in toluene, and aqueous colloids of synthetic HAP - Ca₁₀(PO₄)₆(OH)₂. The preparation of composites with the necessary concentration of C₆₀ and CNTs was provided by mixing the calculated amount of a C₆₀ solution or a CNT colloid in a single tube with an aqueous colloid of synthetic HAP. Then the prepared mixture was mixed in ultrasonic bath UZV-2/150-TH (operating frequency - 27 kHz, generator power - 80 W) for 40 min. Composite films were prepared by watering the prepared suspension onto the polished surface of steel and NaCl single crystals, followed by drying in air and sintering. The samples were dried at 60°C for 20 hours. Sintering was carried out in a muffle furnace at a temperature of 800 ° C for 2 hours. The mass fraction of fullerenes C₆₀ and CNTs introduced into the ceramic matrix varied for different samples in the range of 0.1 ... 3 mass%.

The structure was studied using a scanning electron microscope LEO 1420VP at accelerating voltages of 20-80 keV.

The mechanical strength of samples of HAP and samples of HAP modified with C₆₀ and CNT was determined on a tensile machine in a tensile machine. To carry out tribotechnical tests of the obtained composite material, a modernized tribometer was used, as in [6], operating according to the scheme of circular motion of a sample with respect to a stationary counterbody. The tribometer is equipped with a device for measuring the coefficient of friction by the method of tensometry with obtaining the characteristic of frictional forces on the computer. The test samples were in the form of disks with a diameter of 40 mm, the function of the counterbody was performed by a rod made of 65G steel. The tests were carried out at a sliding speed of 0.1 m /s, and the friction path L = 5200 m. The contact pressure was 15 MPa.

* Electronic address: gshilagardi@yahoo.com

The IR spectra of the samples of HAP, C₆₀, CNT, HAP-C₆₀, and HAP-CNTs were recorded using the Thermo Nicolet Nexus FT-IR Fourier spectrometer FT-Raman module in the range 400–1600 cm⁻¹, corresponding to the active vibrations of HAP molecules, fullerene C₆₀ and CNT.

2. STRUCTURAL STUDIES

The structures of pure hydroxyapatite and hydroxyapatite modified with C₆₀ or CNT have a significant difference. In Fig. 1 shows images of the surface of HAP and composite samples of HAP-C₆₀ and HAP-CNT.

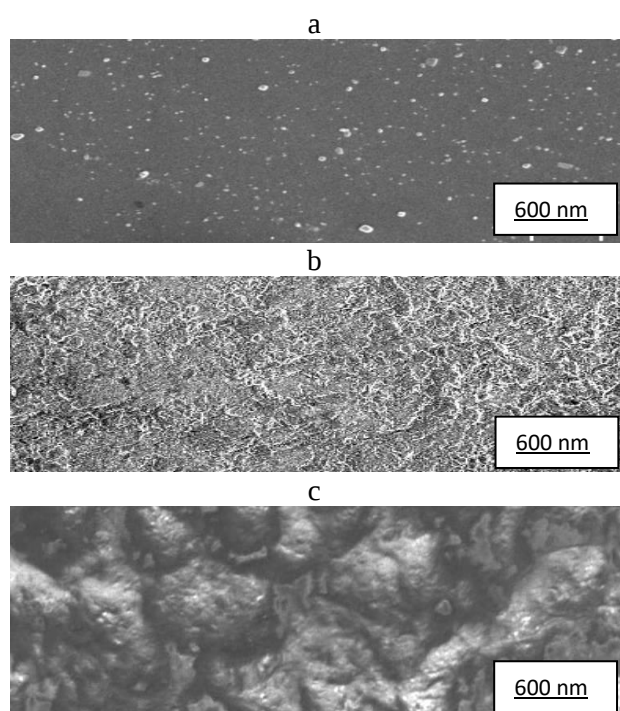


Figure 1 - Structure of the surface of GAP (a), composite samples GAP -0.5% by weight of C₆₀ (b) and GAP-0.5% by weight of CNT (c).

The surface of the GAP with an admixture of C₆₀ is more prominent, is more porous in comparison with pure HAP and HAP with an admixture of CNTs. Differences in the structure are due to the fact that fullerenes C₆₀ and CNT in different ways affect the matrix. This affects both the geometry of the particles, and the interatomic and intermolecular interactions. And as a consequence, with the introduction of fullerenes C₆₀ and CNT, we have different values of mechanical stresses, different temperature coefficients, and different conditions for the formation of phosphide layers in the hydroxyapatite matrix.

3. OPTICAL SPECTROSCOPY

IR transmission spectra of C₆₀, HAP and HAP - C₆₀ are shown in Fig.2.

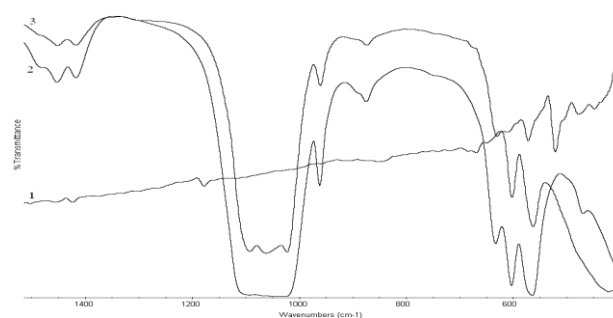


Figure 2. IR transmission spectra: 1-fullerene C₆₀; 2-pure HAP; 3-HAP + 0.5%wt.C₆₀

In the fullerite spectrum that we have registered, four narrow absorption lines are clearly discernible: 526, 578, 1183, and 1426 cm⁻¹. Oscillations corresponding to a frequency of about 526 cm⁻¹ and 578 cm⁻¹ relate to the radial vibrations of the fullerene sphere and are due to interactions of carbon atoms within the C₆₀ molecules. The absorption band of about 578 cm⁻¹ is less susceptible to external action. The characteristic of the intermolecular distance is the line of 1183 cm⁻¹, and the frequency of approximately 1426 cm⁻¹ is sensitive to the influence of charge. These vibrations are related to valence vibrations, and vibrations along the tangent to the sphere of a single CC bond are observed in the region ~ 1183 cm⁻¹, and double C = C bonds in the region of ~ 1426 cm⁻¹ [5]. In the IR spectrum of pure HAP, an intense band of 1000–1130 cm⁻¹ and absorption lines of 635, 605, 567 and 470 cm⁻¹ can be traced. Based on the data on the characteristic frequencies of vibrations of the corresponding groups whose numerical values are given in the atlas [6], the spectra obtained in the present study are identified: a broad band corresponds to the vibrations of amorphous calcium phosphate, the vibrational modes 635, 605 and 567 cm⁻¹ are related to the valence vibrations of the group apatite PO₄, and the absorption line 470 cm⁻¹ is caused by deformation vibrations of the same group.

When comparing the transmission spectra of the composite material HAP-C₆₀ and pure HAP (Figure 2), the spectral differences due to the presence of C₆₀ fullerene molecules are clearly observed. First of all, the splitting of a wide band in the range 1000–1130 cm⁻¹ into three: 1094, 1060 and 1024 cm⁻¹ and the absence of a 435 cm⁻¹ band. A similar splitting of the wide band was noted earlier in [7], in which various methods of synthesizing HAP were used to obtain a more ordered crystal structure.

Analysis of various methods of synthesis of crystalline HAP was carried out in [8,9], where the authors noted the method of mechanical activation in the synthesis of biocompatible GAP as the most promising. A good resolution of the bands in the

region of 600 and 1000-1100 cm^{-1} in the IR spectra of HAPs indicated a high degree of its crystallinity.

The absence of the 435 cm^{-1} band, in our opinion, is due to deformation and subsequent weakening of the bond under the influence of fullerenes on the surrounding molecules, whose vibrations are shifted to a lower-energy band. In addition to the spectral differences between the initial and modified matrices, a change in the vibrational modes of the C60 molecule was observed, which was manifested by the absence of 1183 and 522 cm^{-1} absorption bands. Such disappearance of the vibration band was already observed earlier in the IR spectra of metal (Li, Na, K) -C60 compounds obtained by doping fullerene films in [9]. Thus, based on these data, the absence of vibrational modes in our case can be caused by the formation of the Ca-C60 complex.

The IR spectra of samples containing CNTs do not have any singularities and are curves reflecting a monotonic increase in transmission with increasing wavelength. A typical spectrum of CNTs is shown in Fig. 3 (curve 1). In the structure of the spectrum of the composite GAP-CNT, the following changes were observed: the presence of the triplet 1110, 1080 and 1008 cm^{-1} in the range 1000-1130 cm^{-1} and the appearance of a new absorption line at a frequency of 408 cm^{-1} . A new line of absorption is caused by the formation of a new bond.

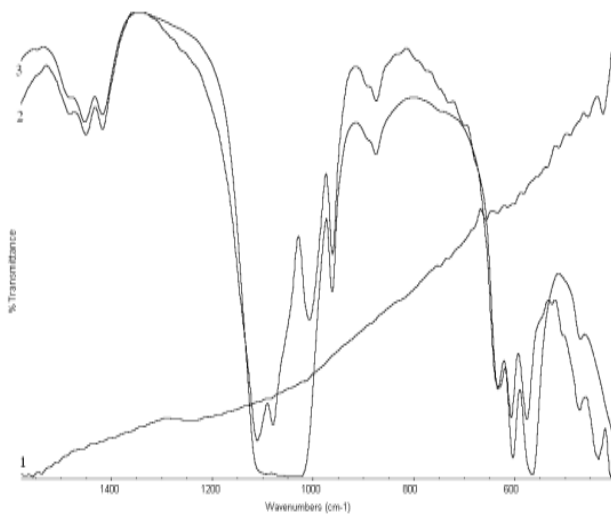


Figure 3. IR transmission spectra: 1 - CNT, 2 - pure HAP, 3 - HAP + 0.5% by weight of CNT.

Initial HAP and the interacting carbonaceous nanoparticles. The changes can be caused by the rearrangement of the electronic structure and the formation of bonds between the atoms of HAP and the fullerenes of C60, HAP, and CNT.

In the samples of GAP-CNT, HAP-C60, the formation of molecular complexes between the

components occurs, as evidenced by the disappearance of C60 absorption bands on the GAP-C60 spectra. And in the spectra of GAP-CNTs, the appearance of a new oscillation frequency, as evidenced by the 408 cm^{-1} line. Such a chemical interaction leads to the ordering of the structure of the ceramic matrix itself (splitting of the broad band 1000-1130 cm^{-1} into three well-resolved oscillations). In addition, for samples containing CNTs, a shift of the lines to the short-wavelength region is observed.

4. MECHANICAL AND TRIBOLOGICAL PROPERTIES

The mechanical strength of samples of HAP modified by carbon nanoparticles exceeds the strength of pure HAP and depends nonlinearly on the concentration of C60 or CNTs. At the same time there is an increase in strength with an increase in the concentration of ULF only to a mass fraction of 1.5-2.0%. Further increase in the concentration of ULF leads to a decrease in strength. Table 1 shows the results of mechanical tests on the rupture of composite samples of HAP-C60 and HAP-CNTs.

Table 1.

Composition of samples	Strength limit, GPa	Composition of samples	Strength limit, GPa
HAP (pure)	78,1	HAP (pure)	78,1
HAP + 0,1% C ₆₀	79,0	HAP + 0,1% CNTs	81,2
HAP + 0,5% C ₆₀	91,0	HAP + 0,5% CNTs	97,6
HAP + 1,5% C ₆₀	122,1	HAP + 1,5% CNTs	128,1
HAP + 2,0% C ₆₀	119,2	HAP + 2,0% CNTs	108,4
HAP + 3,0% C ₆₀	77,3	HAP + 3,0% CNTs	70,3

The effect of C60 fullerenes and carbon nanotubes on the coefficient of dry friction is studied. Even small additives (0.1 mass %) significantly reduce the coefficient of dry friction. With an increase in the concentration of both fullerenes and CNTs, a further decrease in the coefficient of friction is not so significant. Table 2 shows the friction coefficients of samples of HAP modified with fullerenes and carbon tubes at different doses.

Table 2. Friction coefficients of HAP samples modified with fullerenes and carbon tubes.

Composition of samples	Coefficients of Friction	Composition of samples	Coefficients of Friction
HAP (pure)	0,42	HAP (pure)	0,42
HAP + 0,1% C ₆₀	0,32	HAP + 0,1% CNTs	0,30

HAP + 0,5% C ₆₀	0,30	HAP + 0,5% CNTs	0,30
HAP + 1,5% C ₆₀	0,26	HAP + 1,5% CNTs	0,28
HAP + 2,0% C ₆₀	0,24	HAP + 2,0% CNTs	0,23
HAP + 3,0% C ₆₀	0,23	HAP + 3,0% CNTs	0,23

A characteristic feature of the microstructure of the ceramic friction surface is the uniform filling of pores with the material formed during the interaction of ceramics and steel in the presence of fullerenes and carbon nanotubes. The improvement of the tribotechnical properties of GAP including C₆₀ or CNTs is explained by the formation of a finely dispersed structure in which the fullerenes and CNT parts act as a lubricant in friction. In addition, in the process of friction, the counterbody's atoms (in our case Fe), interacting with C₆₀ or CNT, strengthen the very thin surface layer of the test material. Similar processes were observed in [5, 6]. Fullerene-containing HAP layers with a dry friction coefficient of 0.23 were obtained.

CONCLUSIONS

1. It has been established that the adding of fullerenes C₆₀ and CNT in small concentrations (up to 1.5 wt.%) in hydroxyapatite leads to an increase in its strength. With an increase in the concentration of ULF above 2.0 wt. % the tensile strength is reduced.
2. It has been shown that the introduction of carbon nanoparticles into hydroxyapatite leads to the formation of molecular complexes and the ordering of the structure, as evidenced by the disappearance of C₆₀ absorption bands (HAP-C₆₀ samples). At the same mass fraction, carbon nanotubes are more significant than C₆₀, changing the spectra of HAP, which is due to the difference in the volumes of the matrix regions adjacent to the carbon nanoparticles.
3. The decrease in the coefficient of friction of CNT hydroxyapatite is observed at very small fractions of C₆₀ and CNT fullerenes (approximately 0.1-0.2 wt%) introduced into it, which may be caused by the enrichment of the surface layer with carbon nanoparticles when they are formed due to low density of these particles.

REFERENCES

- [1] Карбовский В.Л., Шпак А.П., //Апатиты и апатитоподобные соединения. Киев: Наукова думка, 2010. - 483 с.
- [2] Shpilevsky E.M., Shpilevsky E.M., Prylutsky Y.I., Matzuy L.Y., Zakharenko M.I., F.Le Normand. Structure and properties of C₆₀ fullerene films With titanium atoms.// Mat.-wiss.u.Werkstofftech. 2011. Vol.42. №1. PP.59-63.
- [3] Shpilevsky E.M., Penyazkov O.G., Filatov S.A., Shilagardi G., Tuvshintur P., Timur-Bator D., Ulam-Orgikh D. Modification of materials by carbon nanoparticles//Solid State Phenomena Shweizarland, 2018.V. 271. P.70-75.
- [4] Shpilevsky E.M., Zhdanok S.A., Schur D.V. Containing carbon nanoparticles materials in hydrogen energy. Hydrogen Carbon Nanomaterials in clean Energy Hydrogen Systems- II. Dordrecht: SpringerScience, 2011. P. 23-39.
- [5] Шпилевский Э.М., Левшунова Е.В. Влияние добавок углеродных наночастиц разного типа на оптическое пропускание полистирола.// Материалы, технологии, инструменты.2010. № 4. -С.35-38.
- [6] Комаров А.И., Комарова В.И., Шпилевский Э.М. Триботехнические характеристики МДО-покрытий, модифицированных фуллеренами/ Машиностроение и техносфера XXI века //Сб. труд. XIV междунар. науч.-техн. конф.: В 5 томах. □Донецк: ДонНТУ. □2007. Т.2. – С.150□154.
- [7] Vijayalakshmi U., Rajeswari S. Preparation and Characterization of Microcrystalline Hydroxyapatite Using Sol Gel Method// Trends Biomater. Artif. Organs. 2006.vol. 19 №2, pp. 57-62.
- [8] Захаров Н.А., Топоров Ю.П., Ключев В. А., Орловский В.П.//Механоактивация при синтезе биосовместимого Ca₁₀(PO₄)₆(OH)₂//Письма в ЖТФ. 2001.т. 27, №7). - С. 76-81.
- [9] Титова С.Н., Домрачев Г.А., Хоршев С.Я., Обьедков А.М., Калакутская Л.В., Кетков С.Ю., Черкасов В. К., Каверин Б.С., Жогова К.Б., Лопатин М.А., Карнацевич В.Л., Горина Е.А.//Стехиометрический синтез соединений фуллерена с литием и натрием, анализ их ИК и ЭПР спектров//Физика твердого тела. 2004, т. 46, №7. –С. 1323-1327.

Molecular spectroscopy analysis of Alagtolgoi coal

S. Munkhtsetseg*, O. Gerelmaa

Department of Physics, Natural Sciences Division, School of Arts and Sciences, National University of Mongolia, Ulaanbaatar, Mongolia

Currently, it is presented the results of a Fourier transform infrared (FTIR) of Alagtogoo (brown coal, abbreviated as At) coal. SEM analysis proved the existence of heavy elements in the coal. Predominantly, they are silicon, aluminum, calcium, iron and oxygen in various compounds. Lesser amounts of the elements iron, magnesium, manganese and sulfur were observed.

Absorptions are spread in the long-wave ($2000\text{--}400\text{ cm}^{-1}$) and short-wave ($4000\text{--}2500\text{ cm}^{-1}$) zones of the FTIR spectrum. An intensity of the oxygen contained groups in the long wave zone and hydroxyl group band at 3400 cm^{-1} were significant in the coal. Shoulder peaks and the remarkable intensity were noted for the stretching C–H_a bands in the short wave zone and bending $\sigma(\text{CH}_3)$ bands in the long wave zones.

INTRODUCTION

Coals come to be distributed in various parts of Mongolia however, deposits are concentrated in the north of the country. Paleozoic and Mesozoic coals in the form of anthracite and low volatile bituminous are found in deposits. By the geological forecast it is evaluated that over 152 billion tons of coal reserves, mainly lignite, brown and bituminous coal [1] are present in the country.

Scientifically, the investigation of Mongolian coal was started in Soviet Union times (1950s) and major works have been done on coal geology about exploration and distribution of coal occurrences [2, 3]. Nowadays with the increase of an interest on coal mining, the investigation demand is growing rapidly therefore the works on Mongolian coal structure and chemical processing have been implemented [4-15]. Recently a systematic study on the Mongolian coal geology has been reported by Erdenetsogt B.-O., et al., [16], where the main coal basins in Mongolia were assigned. However, coals from many basins and deposits are not yet in use and their properties were not investigated so far.

Coal is itself highly heterogeneous, macromolecular matrix and its concept of structures still not completely accurate. Molecular structure analysis should be useful for the further useful applications or chemical and physical treatments in the coal. The importance of structural analysis of coal was mentioned in series of previous works [e.g. 1-16] for having detailed information about the understanding of coal matrix structure.

In this work we are reporting experimental results of coal molecular structure studied by Fourier

transform infrared (FTIR) spectroscopy to obtain chemical information about the organic solids.

EXPERIMENTAL SECTION

Materials.

Coal sample in this work are from deposits located in the area of Mongolia. In table 1 area and deposit as coal sample was named is given. Coal basin or area was named due to [17].

Table 1. Coal sample.

Basin/Area	Coal deposit	Label
Eastern Mongolian province(Eastern Mongolia)	Alagtogoo	At

Alagtogoo (in some sources it has named as Alagtolgoi, but here we named due to [17]) coal deposit is located in Dornogobi aimag, Central Mongolia, 330 km from southeast Ulaanbaatar and has estimated bituminous coal reserve of 872 Mt. Deposit is an open-pit and a mining produces 5 Mt annum.

Sample preparation for analysis was performed in accordance with standard procedures of coal chemistry: A piece of coal from each deposit was crushed initially and then mill to a size of 0.05 mm or less by using agate mortar in an argon flow glove box. At last, milled samples were kept in Schlenk flask under argon.

Methods.

Scanning electron microscopy (SEM/EDS): Coal samples were analyzed by scanning electron microscope (JOEL) equipped with backscattered and secondary electron detectors coupled with energy dispersive X-ray spectrometry (EDS). The SEM–EDS provides detailed imaging information

* Electronic address: munkhtsetsegs@gmail.com

about the morphology and surface texture of individual particles, as well as elemental composition of sample.

In this study, backscattered electron imaging (BSE) which provides visual information based on gray-scale intensity between chemical phases and EDS were used to characterize heavy elements in coal samples. At the same time, secondary electron imaging (SEI) images of the coal samples also have been done with magnification up to 10^4 .

The elemental composition of coal samples is determined using characteristic X-ray spectrum up to 20 kV on the surface of the coals. The elemental analysis was performed in a “spot mode” in which the beam is localized on a single area manually chosen within the field of view. The location is represented on the provided SEM images by a “+”. The EDS detector was capable of detecting elements with atomic number equal to or greater than six.

Fourier Transform Infrared (FTIR) spectroscopy: Functional groups of the samples were detected by the In situ Fourier Transform Infrared (FTIR) Nicolet Avatar 330 Spectrometer, in transmittance mode. Raw coal samples were firstly dried in an oven at 110°C for 72 hrs and prepared by grinding with KBr (optimized mass ratio of coal to KBr was 1:50) using a mortar. Thus, every pellet scanned from 250 times ranged from 400 to 4000 cm^{-1} with a resolution of 4 cm^{-1} .

RESULTS AND DISCUSSION

Scanning electron microscopy (SEM): In figure 1 it is shown At coal SEM images about size determination where coal surface is bombed by rays with 10 keV and a morphology with 20 keV, magnified up to 10000 times. The sizes of the coal particles ranged from less than $5\text{ }\mu\text{m}$ to greater than $200\text{ }\mu\text{m}$. However, particles ranged in size from

approximately 5 to $100\text{ }\mu\text{m}$ are main consistent. Carbon content majority surface was dark vision, although brighter spots on the surface had high contents of heavy elements, which are listed in table 2. Similar results are taken for other coals as well.

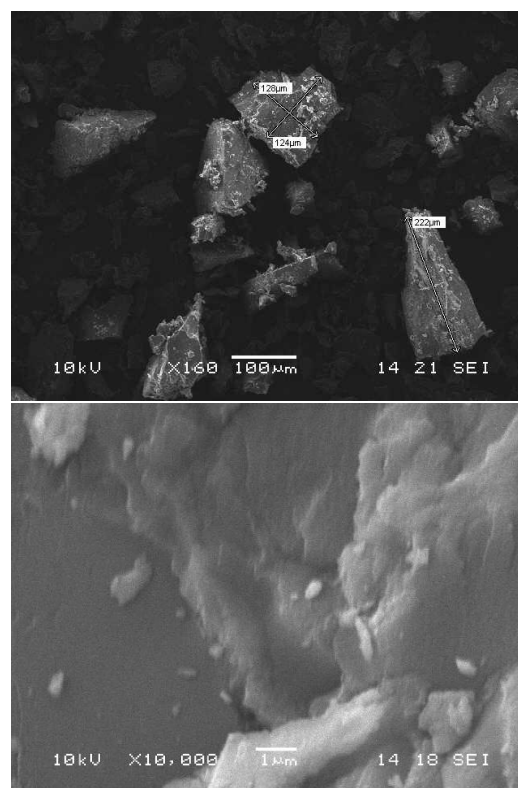


Figure 1. SEI images of the At coals: 10 keV rays, magnification 160 times and size determination (left), 20 keV rays with a magnification of 10000 times (right).

As determined by EDS, the predominant elements in the coals were silicon, aluminum, calcium, iron and oxygen in various compounds (Table 2). Lesser amounts of the elements iron, magnesium, manganese and sulfur were observed. Aluminum was primarily associated with silicon.

Barium and silver are found in At coal on their bright spots.

Table 2. Heavy element contents in the At coal in according to EDS.

Coal sample	Element content, wt. %											
	C	O	Al	Si	Ca	S	Fe	Se	Mn	Mg	Ag	Ba
At	73.62	15.99	0.83	2.38	1.66	1.08	0.66	2.48	0.37	0.03	0.09	0.77

FTIR spectroscopy: Analytical data on the coal is provided by FTIR spectroscopy result. In table 3 the peaks are precisely given for the studied coal sample.

Peaks are spread in the long-wave ($2000\text{--}400\text{ cm}^{-1}$) and short-wave ($4000\text{--}2500\text{ cm}^{-1}$) zones of the FTIR spectrum.

A broad intensive band around 3400 cm^{-1} due to O-H and N-H stretching of various intermolecular hydrogen bonded groups like phenols and alcohol. Also, water present in the small pores of the mineral particles gives rise to a band at 3280 cm^{-1} [18], which is registered in At coal spectrum.

In the area of stretching of CH_x group ($2800\text{--}3100\text{ cm}^{-1}$) there are observed three intense

absorption bands with maximums at 2951, 2920 and 2850 cm^{-1} for the sample. Bands at 2920 and 2850 are from stretching (symmetrical and asymmetrical) vibrations of aliphatic group CH_2 and CH_3 relatively. However, concentration of hydrocarbon is proportionate with integral intensity of stretching band of CH_x -group [19], thus can be approved that in the studied coal it is existed predominantly in state of CH_2 .

Further goes a broad band in the area of 1700-900 cm^{-1} that wholly gives important information about coal structure and content. In consequence of a strong overlapping in this area, interpretations are always ambiguous.

The broad band in the area 1600 cm^{-1} for the studied coal provides a carbonyl group in aromatic ring characterized by sp^2 -carbon or carbonyl absorption from conjugated hydrogen bonded carbonyl groups, or due to donor and acceptor interaction between aromatic carbon macromolecules. A poorly defined band around 1700-1650 cm^{-1} on its shoulder is assigned to a vibration of carboxyl groups $\text{C}=\text{O}$ (aldehydes, ketones and unsaturated aryl aldehydes) [20].

The bands around 1400 and 1300 cm^{-1} are assigned to the bending of CH_2 and CH_3 groups [21, 22]. Three bands near 1490, 1440 and 1385 cm^{-1} are available whose intensity correlates preferentially with the intensity of bands from carbonate minerals in the area 1300-900 cm^{-1} . Despite the bands near 1400 are contributes to the presence of minerals [18], the identification of minerals such as clay minerals in the current area remains very difficult because of their complicated and non-constant composition and also because band positions can vary highly owing to isomorphous replacements.

Furthermore, the mineral fraction of coal is usually a poly-component system and as a result, provided that one mineral is not predominant, the complexities of the overlapping may preclude a straightforward interpretation. Thus, in according to the literature [23, 24] the various spectral bands at 1040, 870, 800, 750 cm^{-1} and lower are compatible with vibration of minerals in different types.

By spectrum intensity, the peaks lower than 1100 cm^{-1} considerably distinguish. The peak at 1040 cm^{-1} is the most intensive in the whole spectrum. The peak at 914 cm^{-1} is assigned to the out-of-plane vibration of hydroxyl. A presence of the bands of 1160 and 1040 cm^{-1} calls the band near 694 cm^{-1} is resulting from quartz [18]. Aromatic ethers band around 1260 cm^{-1} is highly overlapped and poorly defined for the studied coal.

Table 3. FTIR peaks in the infrared spectra of the coals and their assignments. Valence vibration symbolized by ν , deformation vibration by σ , vs – very strong, s – strong, m – medium, w – weak, vw – very weak, sh – shoulder

Assignment	Peak, cm^{-1} / As received coal
stretching $\nu(\text{O-H})$	3415m 3280m
stretching $\nu(\text{C-H}_{\text{al}})$	2958w 2920w 2868w 2850w
bending $\nu(\text{C}_{\text{ar}}-\text{O})$	1695sh,m 1612vs
bending $\sigma(\text{CH}_2)$ bending $\sigma(\text{CH}_3)$	1480s 1440vs 1383vs
stretching $\sigma(\text{C-O-R})$ stretching $\sigma(\text{C-O})$	1280s 1217s 1165s
Stretching $\nu(\text{Si-O-Si})$	1041m
out-of-plane bending $\sigma(\text{C-H})$	870w 810w 750vw
bending or stretch $\sigma(\text{Si-O})$, $\sigma(\text{Si-O-})$, $\sigma(\text{Si-O-Al})$, or $\sigma(\text{Al-OH})$	530vw 470vw

The prominent bands in the short-wave zone are three bands at 870, 800 and 750 cm^{-1} from isolated out-of-plane deformational vibration (890-850 cm^{-1}) or two-adjacent (830-815 cm^{-1}) or three-adjacent (800-775 cm^{-1}) of sp^2 - hybrid bonded aromatic CH -groups. The band at 750 cm^{-1} is overlapped with the band at 800 cm^{-1} essentially. These bands at 800 cm^{-1} and 750 cm^{-1} are an evident of different kinds of quartz in the coals [23]. Peaks in the low frequency 530 and 470 cm^{-1} in the spectrum are quite intense comparing to those of other coals. The probable assignments to these bands are e.g. Si-O bending or stretch, Si-O-Al deformation, Al-OH stretches and OH translations [25] by agree with element content.

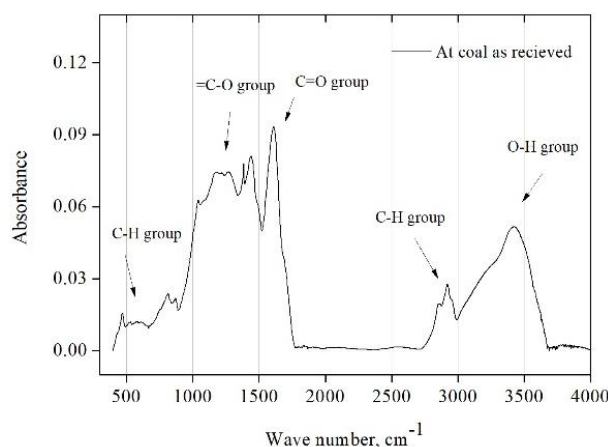


Figure 2. FTIR spectrum of Al coal as received

CONCLUSION

A study about the molecular analysis of the brown type Mongolian Alagtolgoi coal is presented on the basis of spectroscopic study.

SEM analysis proved the existence of heavy elements in the coal. Predominantly, they are silicon, aluminum, calcium, iron and oxygen in various compounds. Lesser amounts of the elements iron, magnesium, manganese and sulfur were observed.

Absorptions are spread in the long-wave ($2000\text{--}400\text{ cm}^{-1}$) and short-wave ($4000\text{--}2500\text{ cm}^{-1}$) zones of the FTIR spectrum. An intensity of the oxygen contained groups in the long wave zone and hydroxyl group band at 3400 cm^{-1} were significant in the coal. Shoulder peaks and the remarkable intensity were noted for the stretching C-H_{al} bands in the short wave zone and bending $\sigma(\text{CH}_3)$ bands in the long wave zones.

REFERENCE

- [1] Purevsuren B. Coal is the main source of energy in Mongolia // Second Korean and Mongolian Energy Conference. Seoul, Korea: Yonsei University, 2007, P. 13.
- [2] Khosbayer P. Stratigraphy of the continental Mesozoic of Western Mongolia and the history of its geological development at that time. Summary of Ph.D. thesis, Moscow. 1972, P.35 (in russian).
- [3] Shuvalov V.F. Mesozoic stratigraphy of central Mongolia. In: Martinson G.G. et al. Mesozoic stratigraphy of Mongolia: The joint soviet Mongolian scientific research geological expedition, Transactions. 1975, Vol. 13, P. 50-112 (in russian).
- [4] T. Tsedevsuren., T.A. Titova., E.A. Dembavskaya. Hydrogenation of Bayantegg coal of Mongolia Chemistry of Solid Fuels (Russian Academy of Science). 1981, No. 6, P. 17-9.
- [5] 95/04340 Trace elements XRF analysis of Mongolian coals: Baimonda, D. et al., / Fuel and Energy Abstracts. 1995, Vol. 36, Issue 4, P. 304.
- [6] P. Ochirbat Coal industry development strategy and ecology // Ecology and Stability Development Center, Mountain and Mining Engineering School of University of Mongolian Science and Technology, "INTERPRESS" printing. Ulaanbaatar. 2002, P. 378 (in mongolian).
- [7] H.G. Dill, S. Altangerel, J. Bulgamaa, O. Hongor, S. Khishigsuren, Yo. Majigsuren, S. Myagmarsuren, C. Heunisch The Baganuur coal deposit, Mongolia: depositional environments and paleoecology of a Lower Cretaceous coal-bearing intermontane basin in Eastern Asia // International Journal of Coal Geology. 2004, Vol. 60, Issue 2-4, P. 197-236.
- [8] B. Avid, B. Purevsuren, N. Paterson, Y. Zhuo, D. Peralta, A. Herod, D. R. Dugwell, R. Kandiyoti An exploratory investigation of the performance of Shivee-Ovoo coal and Khoot oil shale from Mongolia / Fuel. 2004, Vol. 83, Issues 7-8, P. 1105-1111.
- [9] 04/02215 Effective utilization of Mongolian coal by upgrading in a solvent: Avid, B. et al. Fuel Processing Technology, 2004, 85, (8-10), 933-945 // Fuel and Energy Abstracts. 2004, Vol. 45, Issue 5. P. 316.
- [10] B. Avid, Y. Sato, K. Maruyama, Y. Yamada, B. Purevsuren Effective utilization of Mongolian coal by upgrading in a solvent / Fuel Processing Technology. 2004, Vol. 85, P. 933-945.
- [11] S. Munkhtsetseg, N.A. Poklonski, N.M. Lapchuk, A.V. Khomich, G. Shilagardi, S. Erdenebat Paramagnetism of Mongolian coals / The 2nd international symposium on physics and high-tech industry (ISPHTI'08); 4th international symposium on magnetic industry (ISMI'08). Shenyang. Liaoning. China. 2008, P. 17.
- [12] Munkhtsetseg S., Tsogbadrakh N., Shilagardi G., Poklonski N.A., Lapchuk N.L. Mongolian Nuurstkhotgor coal and its characteristic at low temperature baking: EPR and FTIR study // The 3rd Korea-Mongolia "Energy Technology Symposium", July 1st - July 2nd Ulaanbaatar, Mongolia. 2008, P. 81.
- [13] R. Erdenechimeg, L.N. Novikova, B. Purevsuren, T.I. Vakul'skaya, Zh. G. Bazarova Quality Assessment of brown coals from the Ulaan-Ovoo deposit in Mongolia using spectroscopic technique // Solid Fuel Chemistry. 2009, Vol. 43, P. 67-70.
- [14] Sh. Munkhjargal, L.N. Novikova, S.A. Medvedeva, D.F. Kushnarev, A.V. Rokhin, A.D. Dashitsyrenova, G.A. Kalabin The composition of humic substances isolated from mongolian brown coal / Solid Fuel Chemistry. 2005, N 4, P. 11-17 (in russian).
- [15] Bat-Orshikh Erdenetsogt, Insung Lee, Delegiin Bat-Erdene, Luvsanchultem Jargal / Mongolian coal-bearing basins: Geological settings, coal characteristics, distribution, and resources / International Journal of Coal Geology. 2009, Vol. 80, Issue 2, P. 87-104.

- [16] Bat-Erdene D. Mongolian coal deposits and basins. National University of Mongolia (NUM) press, Ulaanbaatar. –1998. (in mongolian)
- [17] Bat-Orshikh Erdenetsogt, Insung Lee, Delegiin Bat-Erdene, Luvsanchultem Jargal / Mongolian coal-bearing basins: Geological settings, coal characteristics, distribution, and resources / International Journal of Coal Geology. 2009, Vol. 80, Issue 2. P. 87–104.
- [18] H.W. van der Marel, H. Beutelspacher. Atlas of infrared spectroscopy of clay minerals and their admixtures. Amsterdam: Elsevier. 1976, P. 396.
- [19] P. Couderc, Y. Catherine Structure and physical properties of plasma-grown amorphous hydrogenated carbon films / Thin Solid Films. 1987, Vol. 146, № 1, P. 93-107.
- [20] Andrzej Krzton, Denise Cagniant, René Gruber, Janusz Pajak, François Fortin, Jean-Noël Rouzaud Application of Fourier self-deconvolution to the FT-i.r. characterization of coals and their N-methyl 2-pyrrolidinone extraction products / Fuel. 1995, Vol. 74, Issue 2, P. 217-225.
- [21] J. R. Dayer Application of absorption spectroscopy on organic compounds. M.: Chemistry, 1970, P. 164.
- [22] Deborah P. Dick, Antonio S. Mangrich, Sonia M. C. Menezes, Betania F. Pereira Chemical and spectroscopical characterization of humic acids from two south Brazilian coals of different ranks/ Journal of the Brazilian Chemical Society. 2002, Vol. 13, № 2, P. 177-182.
- [23] V. Gómez-Serrano, M. C. Fernández-González, M. L. Rojas-Cervantes, M. F. Alexandre-Franco, A. Macías-García Carbonization and demineralization of coals: A study by means of FT–IR spectroscopy / Bulletin of Materials Science. 2003, Vol. 26, № 7, P. 721-732.
- [24] Infrared spectra of minerals (Mineralogical Society monograph) / Ed. by V.C. Farmer. London: Mineralogical Society of Great Britain & Ireland. 1977, P. 539.
- [25] Ray Frost, Anthony M. Vassallo The dehydroxylation of the kaolinite clay minerals using infrared emission spectroscopy / Clays and Clay Minerals. 1996, Vol. 44, No. 5, P. 635-651.