

МОНГОЛ УЛСЫН ИХ СУРГУУЛЬ ШИНЖЛЭХ УХААНЫ СУРГУУЛЬ

МУИС-ийн Эрдэм Шинжилгээний Бичиг

ФИЗИК

№ 22 (449)



МУИС ПРЕСС ХЭВЛЭЛИЙН ГАЗАР

Эрдэм Шинжилгээний Бичгийн Редакцийн зөвлөл

Дарга: ШУ-ны Др. Проф Х.Цоохүү

Нарийн бичгийн дарга: Др. П.Мөнхбаатар

Гишүүд:

Др. Проф Б.Бурмаа

ШУ-ны Др., О.Чулуунбаатар

Др., дэд проф. Р.Галбадрах

Др., дэд проф. Ж.Ванчинхүү

Др., дэд проф. Ц.Баатарчулуун

Др., дэд проф. М.Цогбадрах

Др., П.Алтанцог

Др., Ж.Нямжав

Др., Н.Төвжаргал

Др., Б.Мөнхбат

Сэтгүүлийн хаяг:

МУИС-ийн Физик тэнхим

Их сургуулийн гудамж-1, Улаанбаатар-210646, Монгол Улс

Утас: +976-11-329993

Факс: +976-11-329993

Электрон шуудан: p_munkhbaatar@num.edu.mn

Дугаарыг эрхлэн гаргасан:

Др. П.Мөнхбаатар

Editorial board

Chairman: ScD., Prof Kh.Tsookhuu

Secretary: PhD., P.Munkhbaatar

Members:

PhD., Prof. B.Burmaa

ScD., O.Chuluunbaatar

PhD., Ass.Prof. P.Galbadrakh

PhD., Ass.Prof. J.Vachinkhuu

PhD., Ass.Prof. Ts.Baatarchuluun

PhD., Ass.Prof. M.Tsogbadrakh

PhD., P.Altantsog

PhD., J.Nyamjav

PhD., N.Tuvjargal

PhD., B.Munkhbat

Editorial address:

Department of Physics

National University of Mongolia

University Street-1, Ulaanbaatar-210646, Mongolia

Tel: +976-11-329993

Fax: +976-11-329993

E-mail: p_munkhbaatar@num.edu.mn

Managing Editors:

PhD., P.Munkhbaatar

ISSN 2311-1097

УЛААНБААТАР

2016

Spectroscopy with Polarization Controlled Entangled Photons for Detecting Orbital Excitation in Solids

P.Munkhbaatar,* D.Ulam-Orgikh, and J.Vanchinkhuu

Department of Physics, School of Science, NUM, Ulaanbaatar 210646, Mongolia

We propose an excitation-probe measurement method utilizing entangled photon pulses. The excitation-probe signal is dominated by stimulated Raman scattering as well as two-photon absorption when the time delay between the excitation pulse and the probe pulse is shorter than the pulse duration. This paper demonstrates that the two-photon-absorption signal can be suppressed when the photons of the pulses are entangled. The stimulated Raman scattering signal can be composed of many peaks distributed over broad photon energies owing to the transitions between numerous quantum states in complex materials. We also show that the desired peaks among the many peaks can be selected by controlling the thickness of the nonlinear crystal, the pump pulse center frequency, and the polarization of the excitation pulse and probe pulse.

PACS numbers: 42.65.Lm, 78.47.J-, 78.47.D-

I. INTRODUCTION

The excitation-probe (or pump-probe) measurement technique is a useful tool to investigate the time dependence of excitations between quantum states of matter[1, 2]. The excitation pulse excites electric charges to high-energy states, thereby inducing nonlinear polarization in the sample material. The induced polarization yields emission of photon fields carrying the information of the electronic structure change or the quasi-particle excitation. Part of the probe pulse interferes with the emitted photons, producing measurable change in the intensity and phase of the probe pulse itself[3].

During measurement, the excitation and probe pulses together invoke complicated nonlinear processes. The dominant processes are usually stimulated Raman scattering (SRS) and two-photon absorption (TPA). The information available from the SRS process is of interest in many research areas including biological imaging and solid state spectroscopy[4–6]. However, it is difficult to separate the TPA signal from the SRS signal in typical excitation-probe measurement systems. Some techniques have been invented to discriminate the SRS and TPA signals[7, 8]. The quest for different techniques is still demanding.

The excitation-probe measurements are performed with two optical modes with wave vectors k_1 and k_2 and frequencies ω_1 and ω_2 in the simplest description. Suppose (k_1, ω_1) is the excitation mode and (k_2, ω_2) is the probe mode. Typical measurement detects the intensity change of the (k_2, ω_2) mode resulting from the cooperation of the eight quantum pathways invoked by the (k_1, ω_1) mode. The pathways are divided into the TPA group and the SRS

group[9]. All the pathways in the TPA group contain optical correlation functions of the form $\langle a^\dagger a^\dagger a a \rangle$; here, $a(a^\dagger)$ is the annihilation (creation) operator of the optical modes. The possible optical correlation functions for the TPA pathways are $\langle a_2^\dagger a_1^\dagger a_1 a_2 \rangle$, $\langle a_2^\dagger a_1^\dagger a_2 a_1 \rangle$, $\langle a_1^\dagger a_2^\dagger a_2 a_1 \rangle$, and $\langle a_1^\dagger a_2^\dagger a_1 a_2 \rangle$. The optical correlation functions of the SRS group are $\langle a_2^\dagger a_2 a_1^\dagger a_1 \rangle$, $\langle a_2^\dagger a_1 a_1^\dagger a_2 \rangle$, $\langle a_1^\dagger a_1 a_2^\dagger a_2 \rangle$, and $\langle a_1^\dagger a_2 a_2^\dagger a_1 \rangle$. For the classical optical modes, the intensity change due to all of the eight correlation functions become identical: $\langle a_2^\dagger \rangle \langle a_1^\dagger \rangle \langle a_2 \rangle \langle a_1 \rangle \sim |E_1|^2 |E_2|^2$ [9, 10]. This is the reason why the conventional excitation-probe method can hardly discriminate the TPA and SRS signals. However, if the quantum mechanical nature of the optical modes is harnessed, the intensity change due to TPA and SRS can be distinguished.

In this paper, we propose a method to suppress the contribution of TPA to the excitation-probe signal by controlling the quantum states of the excitation and probe pulses. We have applied the proposed method to simulate the excitation-probe signal of a model material system and demonstrate here in that the proposed method can suppress the TPA signal and select the SRS signal specifically.

II. THEORY

Figure 1a shows the proposed measurement setup. Here the photon pairs can be produced in pulsed mode by means of spontaneous parametric down-conversion (SPDC). A type-I nonlinear crystal is pumped by a Gaussian pulse with temporal duration T_1 and central frequency ω_p . The pulsed photon pairs can be described by a nonseparable wave function $|\Psi\rangle$ [11]:

$$|\Psi\rangle = \sum_{i,j} \Phi_{ij} b_{1i} b_{2j} |0\rangle, \quad (1)$$

*Electronic address: p_munhbaatar@yahoo.com

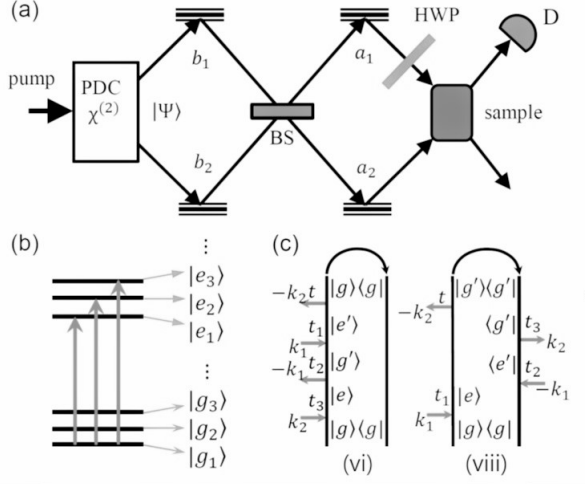


FIG. 1: (a) Proposed excitation-probe setup, (b) schematic structure of energy eigenstates of the model material system, and (c) closed-time path-loop diagrams for (vi) and (viii) pathways.

$$\Phi_{ij} = C \exp[-T_1^2(\omega_p - \omega_{1i} - \omega_{2j})^2] \text{sinc}[T_2(\omega_{2j} - \omega_{1i})]. \quad (2)$$

where T_2 is the entanglement time, defined by the difference between the inverse group velocities of the two photons. T_2 can be controlled by changing the thickness of the SPDC crystal. Fock state $b_{1i}^\dagger b_{2j}^\dagger |0\rangle$ has one photon in each mode k_1 and k_2 . C is proportional to the nonlinearity of the SPDC crystal and the pump electric field amplitude ε_{ex} [12].

Inspired by the work of Roslyak et al., I included an interferometer to control the quantum states of pulsed photon pairs[9]. The two photon modes (k_1, ω_1) and (k_2, ω_2) produced in the nonlinear crystal are directed into the input port of the broadband 50/50 beam splitter, which mixes the photon fields. The photons leaving the beam splitter can be described by a_1 for the excitation photon field and a_2 for the probe photon field[13]:

$$a_1 = 1/\sqrt{2}(-b_1 + Ib_2), \quad a_2 = 1/\sqrt{2}(Ib_1 - b_2). \quad (3)$$

We assumed that the excitation-probe signal is composed of eight pathway contributions[3, 9]. When the proposed setup is used, the following six photon correlation functions among the eight functions are all equal to zero:

$$\begin{aligned} \langle a_1^\dagger a_2^\dagger a_2 a_1 \rangle &= \langle a_1^\dagger a_2^\dagger a_1 a_2 \rangle = \langle a_2^\dagger a_1^\dagger a_2 a_1 \rangle = \\ \langle a_2^\dagger a_1^\dagger a_1 a_2 \rangle &= \langle a_1^\dagger a_1 a_2^\dagger a_2 \rangle = \langle a_2^\dagger a_2 a_1^\dagger a_1 \rangle = 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Calculations of these functions are given in appendix A. Nonzero contributions thus arise only from the

other two pathways; $\langle a_2^\dagger a_1 a_1^\dagger a_2 \rangle$ of the (vi) pathway and $\langle a_1^\dagger a_2 a_2^\dagger a_1 \rangle$ of the (viii) pathway.

We considered crystalline LaMnO_3 as the model material system. To mimic one lattice layer of the orbital- and spin-ordered LaMnO_3 crystal, I built a Hamiltonian for an ideal Mn cluster composed of four Mn^{3+} ions. Details of the model material system and the Hamiltonian can be found in Ref.[14].

Figure 1b schematically illustrates the structure of the material systems energy eigenstates. $|g\rangle$ represents a set of eigenstates, i.e. $\{|g_1\rangle, |g_2\rangle, \dots\}$; $|g_1\rangle$ is the ground state. The energy difference between $|g_n\rangle$ and $|g_{n+1}\rangle$ arises from the phonon-orbital coupling energy difference for the different octahedral distortion and orbital ordering configuration. The second set, $|e\rangle = \{|e_1\rangle, |e_2\rangle, \dots\}$, represents the set of photoexcited eigenstates. The excited state corresponds to one hole and one double-occupied state. The energy difference between $|e_n\rangle$ and $|e_{n+1}\rangle$ arises from phonon-orbital coupling between the sites, similar as in $\{|g_n\rangle\}$. The energy difference between $|g_n\rangle$ and $|e_n\rangle$ arises mainly from Coulomb energy (U), since U is about 10 times the phonon-orbital coupling energy. The third set of higher-energy ($2U$) photoexcited states, $|f\rangle$ (not shown in Fig. 1a), are also considered in the interaction process. The values of U , J , Q_3 , q , and ω_{ph} used in the calculations were $5t$, $0.06t$, $0.27t$, $0.07t$, and $0.2t$, respectively. t is the hopping integral parameter representing the kinetic energy gain of the Mn ion electrons[14].

In the proposed excitation-probe setup, the probe signal is determined solely by the (vi) and (viii) pathways; loop diagrams for these pathways are given in Fig. 1c. In the (vi) pathway, the system evolves from the ground state ($|g\rangle$) to an excited state ($|e\rangle$) by absorbing a photon, then to a low-energy state ($|g'\rangle$) by emitting a photon. Then it assumes another excited state ($|e'\rangle$) by absorbing a photon, then finally returns to the ground state ($|g\rangle$) by emitting a photon. In the (viii) pathway, the system undergoes evolution from the ground state ($|g\rangle$) to an excited state ($|e\rangle$) by absorbing a photon, then to a low-energy state ($|g'\rangle$) by emitting a photon; then, the same process is repeated once in the bra-vectors.

The frequency-resolved signal, $S(\omega_1, \omega_2)$, is given by the following equation [3]:

$$\begin{aligned} S(\omega_1, \omega_2) &\sim \text{Im}[\chi^{(vi)}(\omega_1, \omega_2)] \langle a_2^\dagger a_1 a_1^\dagger a_2 \rangle \\ &+ \text{Im}[\chi^{(viii)}(\omega_1, \omega_2)] \langle a_1^\dagger a_2 a_2^\dagger a_1 \rangle. \end{aligned} \quad (5)$$

The third-order material susceptibility functions are as follows:

$$\chi^{(vi)}(\omega_1, \omega_2) = (-1)/3! \sum_e \sum_{g'} \sum_{e'} \mu_{g_1 e'}^\beta \mu_{e' g'}^\alpha \mu_{g' e}^\alpha \mu(e g_1)^\beta g_{e g_1}(\omega_2) g_{g' g_1}(\omega_2 - \omega_1) g_{e' g_1}(\omega_2), \quad (6)$$

$$\chi^{(viii)}(\omega_1, \omega_2) = (-1)/3! \sum_e \sum_{g'} \sum_{e'} \mu_{g_1 e'}^\alpha \mu_{e' g'}^\beta \mu_{g' e}^\beta \mu_{e g_1}^\alpha g_{e g_1}(\omega_1) g_{g' g_1}^*(\omega_1 - \omega_2) g_{e' g_1}^*(\omega_1). \quad (7)$$

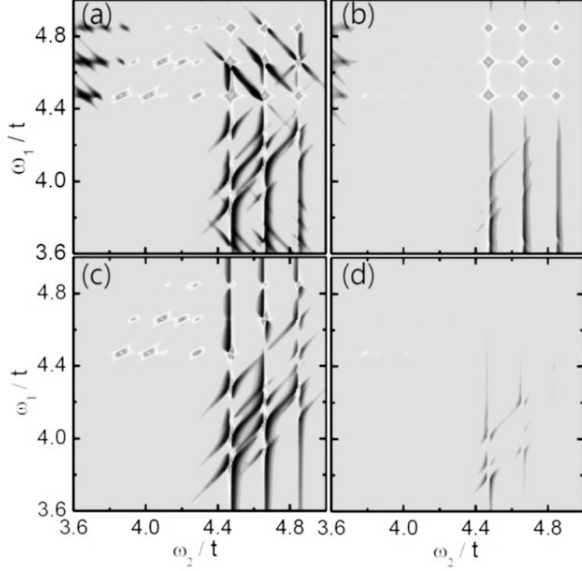


FIG. 2: (a, b) Conventional excitation-probe signals for (a) the parallel polarization and (b) the perpendicular polarization. (c, d) Excitation probe signals obtained with the proposed method for (c) the parallel polarization and (d) the perpendicular polarization.

Here, $\mu_{eg}^{\alpha,\beta}$ is the dipole matrix element between the two energy eigenstates $|e\rangle$ and $|g\rangle$ of the full Hamiltonian (H), namely, $\langle e|r|g\rangle$; r is the dipole displacement operator. The superscripts α and β indicate the polarization directions of the a_1 (excitation) and a_2 (probe) fields, respectively. $g_{eg}(\omega)$ is the auxiliary function representing the Lorentzian response[9]:

$$g_{eg}(\omega) = 1/(\omega - (E_e - E_g) + i\gamma). \quad (8)$$

Here, E_g (E_e) is the energy eigenvalue of $|g\rangle$ ($|e\rangle$), and γ is the spectral broadening parameter. A phenomenological value ($0.05t$) was used for γ to obtain the results shown in Figs. 2, 3, 5, and 6.

III. RESULTS & DISCUSSION

First we calculated the conventional excitation-probe signal. For parallel polarizations of the excitation pulse and probe pulse, numerous peaks were observed, arising from the superposition of the TPA and SRS processes contributed by all eight pathways

(Fig. 2a). Figure 2b shows the perpendicular polarization case.

Next we applied the proposed method. Figure 2c shows the excitation-probe signal for the parallel polarization case. Spectral structures arising from TPA contributions and some of the SRS contributions shown in Fig. 2a do not appear in Fig. 2c. For example, the structures between $\omega_1 = 4.5t$ and $\omega_1 = 4.9t$ and between $\omega_2 = 3.6t$ and $\omega_2 = 3.8t$ which arise from the TPA contributions, are not present in Fig. 2c.

Figure 2c shows two peaks along the diagonal line at $\omega_1 = \omega_2 = 4.45t$ and at $\omega_1 = \omega_2 = 4.65t$. The $\omega_1 = 4.45t$ peak arose from the $g_1 \rightarrow e_1 \rightarrow g_1 \rightarrow e_1 \rightarrow g_1$ transition process, and the $\omega_1 = 4.65t$ peak arose from the $g_1 \rightarrow e_2 \rightarrow g_1 \rightarrow e_2 \rightarrow g_1$ process. In addition to these peaks, more peaks appeared along the vertical line at $\omega_2 = 4.45t$ and at $\omega_2 = 4.65t$, owing to the contribution of the (vi) pathway. Peaks appeared along the horizontal line at $\omega_1 = 4.45t$ and at $\omega_1 = 4.65t$ owing to the contribution of the (viii) pathway. Figure 2d shows the perpendicular polarization case. Note that the $g_1 \rightarrow e_1 \rightarrow g_4 \rightarrow e_1 \rightarrow g_1$ transition peak is clearer than the other peaks. In an experiment, Figs. 2c and 2d can be obtained by measuring the spectral transmittance of the probe signal, because $S(\omega_1, \omega_2)$ is proportional to the transmittance intensity change.

We found an additional advantage of the proposed method. The excitation-probe signals shown in Figs. 3e and 3f are the products of the susceptibility function (Figs. 3a and 3b) and the photon correlation function (Figs. 3c and 3d) as described in Eq. (5). The proposed method allows tuning of the spectral widths and positions of the photon correlation functions. This tunability can help to enhance the excitation-probe signal of some specific group of transitions and to suppress the other signals selectively.

We controlled the spectral distribution of the photon correlation function by changing a parameter of the joint distribution function, $|\Phi_{ij}|^2$. Figure 4 shows the two cases of $|\Phi_{ij}|^2$; the $|\Phi_{ij}|^2$ shown in Fig. 4a corresponds to the photons of Figs. 3c and 3d. Here, the parameters ω_p , T_1 , and T_2 were $8.94t$, $31.0/t$, and $0.1/t$. The $|\Phi_{ij}|^2$ shown in Fig. 4b corresponds to the photons of Figs. 5a and 5b. Here, the parameters ω_p and T_1 were same; only T_2 was differ-

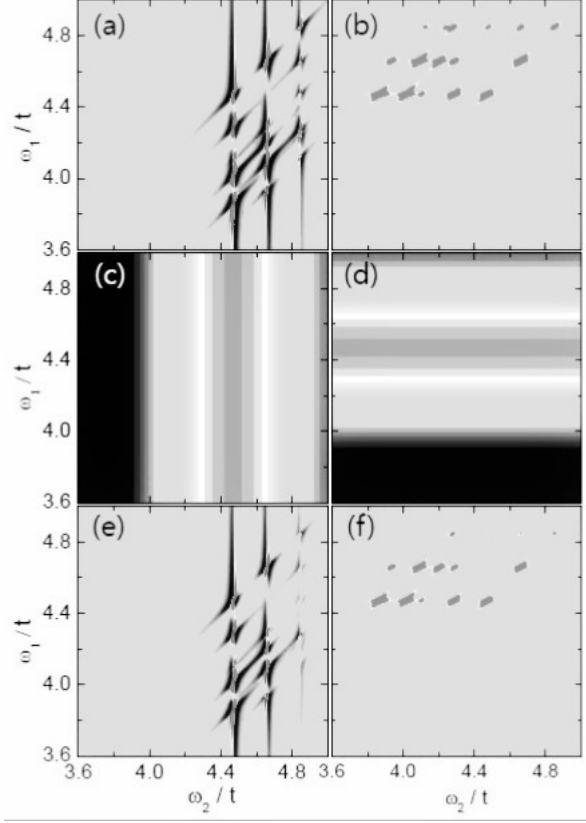


FIG. 3: (a, b) Susceptibility functions for (a) the (vi) pathway ($Im[\chi^{(vi)}(\omega_1, \omega_2)]$) and (b) the (viii) pathway ($Im[\chi^{(viii)}(\omega_1, \omega_2)]$). (c, d) Photon correlation functions for (c) the (vi) pathway ($\langle a_2^\dagger a_1 a_1^\dagger a_2 \rangle$) and (d) the (viii) pathway ($\langle a_1^\dagger a_2 a_2^\dagger a_1 \rangle$). (e, f) Excitation-probe signals for (e) the (vi) pathway ($S^{(vi)}(\omega_1, \omega_2)$) and (f) the (viii) pathway ($S^{(viii)}(\omega_1, \omega_2)$).

ent ($T_2 = 0.3/t$). T_2 can be controlled by changing the thickness of the nonlinear crystal[11]. Figures 5a and 5b show the photon correlation functions with longer T_2 (i.e. with narrower bandwidth) than those in Figs. 3c and 3d; Fig. 5a shows the photon correlation function for the (vi) pathway and Fig. 5b shows the function for the (viii) pathway. Figures 5c and 5d show the excitation-probe signal produced by the narrow-bandwidth photon correlation functions; compared with Figs. 3e and 3f, the SRS peaks arising from the $g_1 \rightarrow e_1 \rightarrow g_4 \rightarrow e_1 \rightarrow g_1$ transition remain clear whereas the other peaks are diminished.

We found that the polarization states of pulses reveal the rotational symmetry of the excitations. Figures 6a and 6b present the SRS signal due to the quasiparticle (phonon and phonon-coupled orbiton) excitations in the model material system, LaMnO₃. Figure 6a shows the signal of the parallel polarization state; the peaks arise from the $g_1 \rightarrow e_1 \rightarrow g_n \rightarrow e_1 \rightarrow g_1$ transition pathways. Here we only focus on the peaks above the diagonal ($\omega_1 = \omega_2$) line. Peaks

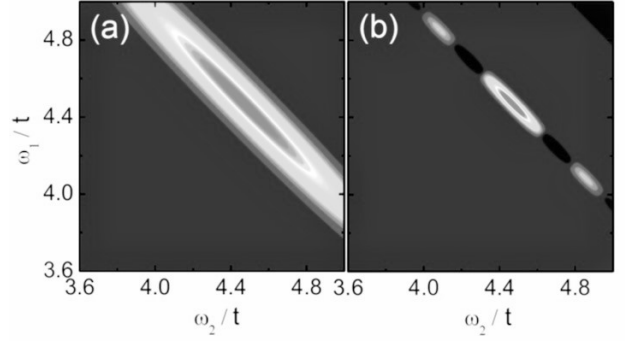


FIG. 4: Joint spectral density functions for different photon pair entanglement times (T_2): (a) $T_2 = 0.1/t$, (b) $T_2 = 0.3/t$.

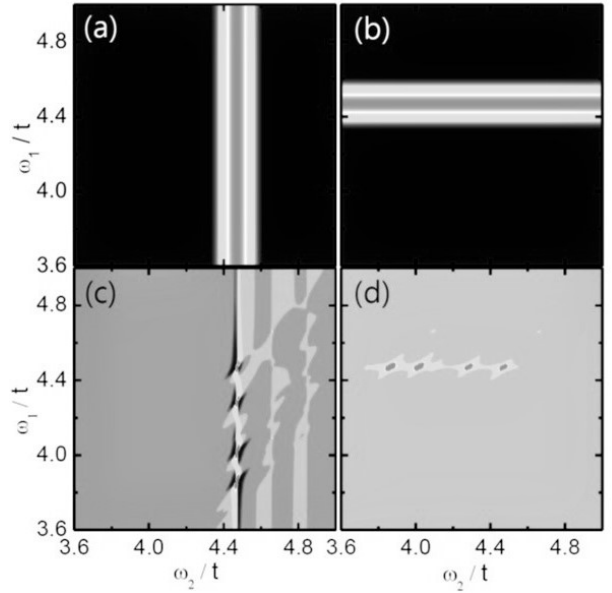


FIG. 5: (a, b) Photon correlation functions for (a) the (vi) pathway and (b) the (viii) pathway. (c, d) SRS signals for (c) the (vi) pathway and (d) the (viii) pathway.

at lower parts can be understood similarly. When $n = 1$, the pathway corresponds to Rayleigh scattering, which results in the peak at $\omega_1 = \omega_2 = 4.45t$. When $n = 2$, the pathway corresponds to JahnTeller phonon excitation with A_g symmetry, which results in the peak at $(\omega_1 = 4.45t, \omega_2 = 4.3t)$. When $n = 3$ and 4, the pathways involve the orbital excitation. In particular, the $n = 4$ transition pathway results in the so-called phonon-coupled orbiton, which results in the peak at $(\omega_1 = 4.45t, \omega_2 = 3.85t)$ [14]. The strength of the peaks depends on the dipole matrix elements: $\mu(g_1 e_1)^\beta \mu(e_1 g_n)^\alpha \mu(g_n e_1)^\alpha \mu(e_1 g_1)^\beta$, as described in Eq.(6). Figure 6b shows the perpendicular polarization case; i.e. $\alpha \perp \beta$. Because of the broken rotational symmetry of the excited orbitals in

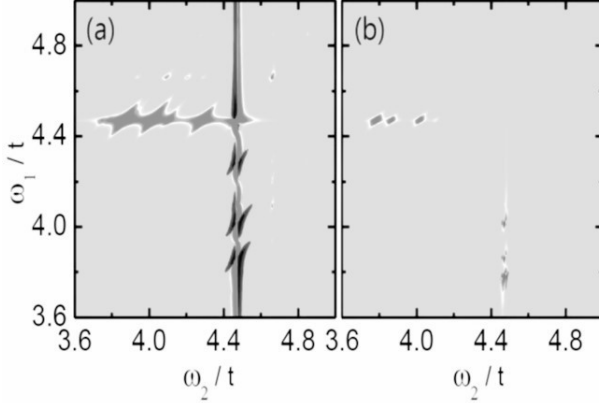


FIG. 6: Excitation probe signals simulated with narrower-bandwidth photon correlation functions ($T_2 = 0.3/t$ case) for (a) parallel polarization and (b) perpendicular polarization of the excitation and probe pulses.

$|g_3\rangle$ and $|g_4\rangle$, $\mu(g_1 e_1)^\beta \mu(e_1 g_n)^\alpha \mu(g_n e_1)^\alpha \mu(e_1 g_1)^\beta$ remains finite for the pathways involving the orbital excitation (i.e. $g_1 \rightarrow e_1 \rightarrow (g_3, g_4) \rightarrow e_1 \rightarrow g_1$), whereas the matrix elements involving $|g_1\rangle$ and $|g_2\rangle$ become zero. Note that the peaks at $(\omega_1 = 4.45t, \omega_2 = 3.85t)$ remain whereas the other peaks are suppressed in Fig. 6b. The broken rotational symmetry of the intermediate state allows the intensity of the SRS signal to remain finite even in the perpendicular

polarization geometry of the excitation-probe pulses. Comparison of the SRS signals measured with different polarization configurations of the pulses can test the rotational symmetry of the excited states.

IV. CONCLUSIONS

We have proposed an excitation-probe method using entangled photon pulses. Numerical simulation demonstrated that the two-photon absorption signal can be selectively filtered in the excitation-probe signal. By controlling the crystal thickness and the pump pulse frequency for the parametric downconversion, we can tune the bandwidth and the central frequency of the photon correlation function distribution used in the proposed method. It can be found that this tuning can be used to select specific transition peaks from the group of numerous stimulated Raman scattering peaks. We demonstrated that the proposed method can be used to examine the stimulated Raman scattering signal arising from orbital wave excitation in a model material, LaMnO_3 .

Acknowledgments

This research was supported by the National Research Foundation of Mongolia (Grants No. SSA_017/2016).

V. APPENDIX

A. Photon correlation function

The photon correlation functions for some pathways are zero. Following is the proof for one of those pathways:

$$\langle a_{1i}^\dagger a_{2j}^\dagger a_{2j} a_{1i} \rangle = 1/4 \langle (-Ib_{2i}^\dagger - b_{1i}^\dagger)(-Ib_{1j}^\dagger - b_{2j}^\dagger)(Ib_{1j} - b_{2j})(Ib_{2i} - b_{1i}) \rangle; \quad (9)$$

for the ket side,

$$(Ib_{1j} - b_{2j})(Ib_{2i} - b_{1i})|\Psi\rangle = \sum_{k,l} \Phi_{kl}(b_{2j}b_{1i} - b_{2i}b_{1j})b_{1k}^\dagger b_{2l}^\dagger|0\rangle = \Phi_{ij}|0\rangle - \Phi_{ji}|0\rangle = 0. \quad (10)$$

Note here that $\Phi_{ij} = \Phi_{ji}$ for a type-I nonlinear crystal. Therefore,

$$\langle a_{1i}^\dagger a_{2j}^\dagger a_{2j} a_{1i} \rangle = 0. \quad (11)$$

The photon correlation functions for the (vi) and (viii) pathways shown in Fig.1c can be expressed as follows:

$$\langle a_{1i}^\dagger a_{2j}^\dagger a_{2j} a_{1i} \rangle = \langle a_{1i}^\dagger a_{1i} \rangle + \langle a_{1i}^\dagger a_{2j}^\dagger a_{2j} a_{1i} \rangle. \quad (12)$$

The second term on the right side is zero. The first term is

$$\begin{aligned} \langle \Psi | a_{1i}^\dagger a_{1i} | \Psi \rangle &= \sum_{m,n} \sum_{k,l} \langle 0 | \Phi_{mn}^* \Phi_{kl} b_{1m} b_{2n} a_{1i}^\dagger a_{1i} b_{1k}^\dagger b_{2l}^\dagger | 0 \rangle \\ &= 1/2 \sum_{m,n} \sum_{k,l} \langle 0 | \Phi_{mn}^* \Phi_{kl} b_{1m} b_{2n} (-Ib_{2i}^\dagger - b_{1i}^\dagger)(Ib_{2i} - b_{1i}) b_{1k}^\dagger b_{2l}^\dagger | 0 \rangle = 1/2 \sum_j (|\Phi_{ij}|^2 + |\Phi_{ji}|^2). \end{aligned} \quad (13)$$

Similarly, $\langle a_{2i}^\dagger a_{1j} a_{1j}^\dagger a_{2i} \rangle = \langle a_{2i}^\dagger a_{2i} \rangle = \langle a_{1i}^\dagger a_{1i} \rangle$.

B. Two-photon absorption signal with frequency-correlated photons

One may wonder whether the quantum mechanical entanglement between the photons is necessary for the suppression of the two-photon absorption signal or whether similar results could be achieved by using frequency-correlated photons that are not entangled. To investigate this, we explore the case in which the two photons are frequency-correlated but nonetheless unentangled. To compute the photon correlation function, we can consider a classically correlated two-photon state described by a density operator of the following form[15]:

$$\rho = C \sum_{i,j} [\Phi_{ij}]^2 b_{1i}^\dagger b_{2j}^\dagger |0\rangle \langle 0| b_{1i} b_{2j}, \quad (14)$$

where $|\Phi_{ij}|^2$ is the joined distribution function of the photons and C is a normalization constant. Annihilation (creation) operators of these fields are represented by $b_1(b_1^\dagger)$ and $b_2(b_2^\dagger)$. Using this density operator, we can calculate two-photon correlation functions in group A. For example,

$$\langle b_{2k}^\dagger b_{1l}^\dagger b_{2k} b_{1l} \rangle = \text{Tr}[b_{2k} b_{1l} b_{2k}^\dagger b_{1l}^\dagger] = C \sum_{i,j} |\Phi_{ij}|^2 \text{Tr}[b_{2k} b_{1l} b_{1i}^\dagger b_{2j}^\dagger |0\rangle \langle 0| b_{1i} b_{2j} b_{2k}^\dagger b_{1l}^\dagger] = C |\Phi_{lk}|^2. \quad (15)$$

All of the correlation functions are identical and nonzero, which means that we cannot suppress the TPA signal using the frequency-correlated, unentangled photons.

-
- [1] D. N. Basov, R. D. Averitt, D. V. Marel, M. Dressel, and K. Haule, *Rev. Mod. Phys.* **83**, 471 (2011).
 - [2] T. E. Stevens, J. Kuhl, and R. Merlin, *Phys. Rev. B* **65**, 144304 (2002).
 - [3] C. A. Marx, U. Harbola, and S. Mukamel, *Phys. Rev. A* **77**, 022110 (2008).
 - [4] A. M. Weiner, D. E. Leaird, G. P. Weiderrecht, and K. A. Nelson, *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 061264 (1991).
 - [5] D. Zhang, M. N. Slipchenko, D. E. Leaird, A. M. Weiner, and J.-X. Cheng, *Opt. Exp.* **21**, 13864 (2013).
 - [6] R. Glenn and M. Dantus, *J. Phys. Chem. Lett.* **7**, 117 (2016).
 - [7] K. Isobe, H. Kawano, A. Suda, A. Kumagai, A. Miyawaki, and K. Midorikawa, *K. Biomed. Opt. Ex.* **4**, 1548 (2013).
 - [8] F. E. Robles, J. W. Wilson, M. C. Fischer, and W. S. Warren, *Opt. Ex.* **20**, 17082 (2012).
 - [9] O. Roslyak, C. Marx and S. Mukamel, *Phys. Rev. A* **79**, 033832 (2009).
 - [10] O. Roslyak, and S. Mukamel, *Phys. Rev. A* **79**, 063409 (2009).
 - [11] W. P. Grice and I. A. Walmsley, *Phys. Rev. A* **56**, 1627 (1997).
 - [12] The phase matching condition was considered inside the nonlinear crystal. In free space the magnitude and the direction of the wave-vectors can be different because of the refraction.
 - [13] E. M. Nagasako, S. J. Bentley, R. W. Boyd, and G. S. Agarwal, *Phys. Rev. A* **64**, 043802 (2001).
 - [14] P. Munkhbaatar, and K. Myung-Whun, *J. Mod. Opt.* **61**, 197 (2014).
 - [15] R. de J. Len-Montiel et al, *New J. Phys.* **15**, 053023 (2013).

Generation and Detection of Squeezed Phonon

P. Munkhbaatar*

Department of Physics, School of Science, NUM, Ulaanbaatar 210646, Mongolia

The variance of the time dependent atomic positions and momenta is directly mapped into the quantum fluctuations of the photon number of the scattered probing light. A fully quantum description of the non-linear interactions between photonic and phononic fields unveils evidences of squeezing of thermal phonons. In here a pump-probe spectroscopy was proposed to observe phonon squeezing in solids. Numerical simulation showed pump-probe response due to coherent phonon and squeezed phonon in α -quartz.

PACS numbers: 78.47.J-, 42.70.Ce, 78.47.jd, 78.47.D-

I. INTRODUCTION

Development in femtosecond lasers and ultrafast spectroscopy has enabled us to generate and observe the coherent and squeezed lattice oscillations in which atomic motions are excited with light through a nonlinear process and the resulting dynamics is directly observed in the time domain.

In the non-linear spectroscopy formalism, impulsive stimulated Raman scattering (ISRS) is a non resonant excitation mechanism of lattice vibrations in transparent materials by ultrashort laser pulses. It is a four-wave mixing process due to third order polarization effects. The Cartesian components of the third order non-linear polarization are given by

$$P_i^{(3)}(\omega) = \sum_{ijkl} \chi_{ijkl}^{(3)} E_1(\omega_1)_j E_2(\omega_1)_k E_3(\omega_1)_l, \quad (1)$$

where $\chi_{ijkl}^{(3)}$ is the susceptibility tensor, E_1 is the probe field and E_2 and E_3 are the pump fields. The susceptibility tensor determines the polarization selection of vibrational modes that can be excited via ISRS[1]. In particular, quartz Raman active vibrational modes are 4 totally symmetric modes of symmetry A_1 and 8 doubly degenerate modes of symmetry E (transverse and longitudinal)[2].

Both pump and probe come from the same laser source. The excited phonon state is detected via the scattering of the probe pulse which arrives on the sample with time delay τ with respect to the pump. The transmitted light undergoes a polarization selection through a polarizer positioned after the sample. The pump direction is almost collinear with the probe one. Assuming that the involved optical fields propagate along the z direction, we can limit our analysis to the xy plane. In this case the quartz

Raman tensors assume the form[3]

$$A = \begin{pmatrix} a & 0 \\ 0 & a \end{pmatrix}, E^T = \begin{pmatrix} c & 0 \\ 0 & -c \end{pmatrix}, E^L = \begin{pmatrix} 0 & -c \\ -c & 0 \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Following the notation in[4], the susceptibility tensor can be expressed as:

$$\chi_{ijkl}^{(3)} = A_{ij} A_{kl} + E_{ij}^T E_{kl}^T + E_{ij}^L E_{kl}^L. \quad (3)$$

Where each index can assume the values 1, 2 associated to the direction x and y respectively. The first two indexes describe the polarization components of the emitted field (i index) and of the probe field (j index), while the last two indexes (k and l) describe the polarization components of the two pump fields.

In particular, we are interested in selecting the excitation of an E symmetry Raman mode. For this purpose we use a probe linearly polarized along x and we perform a polarization selection after the sample in order to detect the emitted field component orthogonal to the probe (along y). This polarization configuration allows the selection of the susceptibility matrix elements $\chi_{21kl}^{(3)}$ associated with the involved E phonon mode. Notice that such elements vanish when $k = l$ that is when the two pump fields are both polarized along x or along y . Thus, in order to activate the process, we need the two pump fields (two frequency components of the same laser pulse) to have orthogonal polarizations. This is possible when the pump pulse is linearly polarized along a direction in between x and y . In particular, the efficiency of the ISRS is maximal when the pump polarization is at 45 with respect to the x axis. This is indeed the configuration we chose and consequently the matrix elements involved in our experiment are $\chi_{21kl}(k \neq l) = c^2$, getting an emitted field almost collinear with the unscattered probe photons and with polarization orthogonal to the probe one. We configure a polarizer after the sample in order to transmit the emitted field polarization only. The residual probe acts as a local oscillator amplifying the emitted field within the total signal[5].

*Electronic address: p_munkhbaatar@yahoo.com

II. GENERATION AND DETECTION OF COHERENT AND SQUEEZED PHONON

A. Generation

In order to address the fingerprint of the squeezed nature of the photo-excited vibrational state, I provide here a fully quantum model for time domain experiments. Standard theoretical descriptions of ISRS adopt semi classical approaches where the dipolar interactions in the crystal are treated quantum mechanically while the optical fields are described classically[6].

Before being hit by the pump laser beam, the relevant phonon mode at frequency ω can be appropriately described by a thermal state at inverse temperature

$$\rho = (1 - e^{\beta\omega}) e^{\beta\omega b^\dagger b}. \quad (4)$$

The pump process is described by a photon-phonon interaction. In mean field approximation, the pump thus prepares the relevant phonon degree of freedom in a state ρ^* which is obtained by tracing over the photon degrees of freedom: $\rho_b = U\rho U^\dagger$. Where

$$U = \exp\{-i(c_1 b + c_1^* b^\dagger + c_2 b^2 + c_2^* b^{\dagger 2})\}. \quad (5)$$

c_1, c_2 are defined by pump modes in Ref[7]. The evolution operator generates coherent and squeezed phonon states, respectively, through the linear and quadratic terms in the phonon operators b and $b^\dagger$. The parameters β, ω, c_1 and c_2 used in the calculation are 5, 2, 5 and $-0.5i$, respectively.

B. Time evolution of coherent and squeezed phonon

The photoexcited phonon state ρ_b then undergoes a dissipative dynamics that effectively takes into account the interaction of the phonons with their environment until, after a delay time t , the target is hit by the probe laser beam. The phonon dynamics is considered to be that of an open quantum system in weak interaction with a large heat bath that will eventually drive the time-evolving phonon density matrix $\rho(t)$ to a thermal state $\rho_{\beta'}$ at temperature T' larger than that of the pre-pump phonon state: $\beta' < \beta$. Such a relaxation process is described by a master equation[8] for the phonon density matrix $b(t)$ of the form $\partial\rho_b(t)/\partial t = L[\rho_b(t)]$, where the generator of the time-evolution is given by

$$\begin{aligned} L(\rho_b(t)) = & -i[\omega b^\dagger b, \rho_b(t)] \\ & + \lambda(1 + n') \left(b\rho_b(t)b^\dagger - \frac{1}{2} \{b^\dagger b, \rho_b(t)\} \right) \\ & + \lambda n' \left(b^\dagger \rho_b(t)b - \frac{1}{2} \{b b^\dagger, \rho_b(t)\} \right). \end{aligned}$$

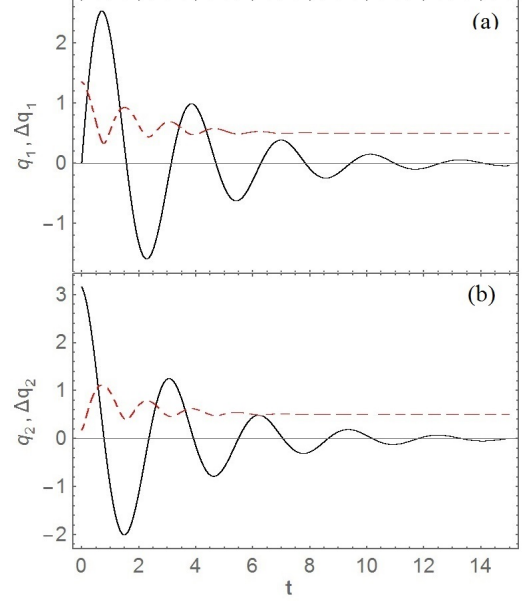


FIG. 1: Time dependence of two quadrature operators. Variances of the operators are shown by the dashed lines, respectively.

where $n' = \frac{1}{e^{\beta'\omega} - 1}$, while λ is a coupling constant sufficiently small so that the non-negligible presence of the environment can nonetheless be accounted for, in the so-called weak-coupling limit regime[8, 9], by a master equation of the above type.

The parameters β' and λ used in the calculation are 4 and 0.6, respectively.

The first term of L generates the rotation in time of the phonon mode phase at its own eigen-frequency. The second two contributions consist of a so-called noise term $b\rho_b(t)b^\dagger$, respectively $b^\dagger\rho_b(t)b$ that has the property of transforming pure states into mixed states and of a dissipative term $-(1/2)\{b^\dagger b, \rho_b(t)\}$, respectively $-(1/2)\{b b^\dagger, \rho_b(t)\}$.

Using density matrix given by equation we can study the dynamical properties of the system under consideration. Firstly we calculate the expectation value of the two quadrature operators given by

$$q_1 = (a^\dagger + a)/2, \quad q_2 = i(a^\dagger - a)/2.$$

Figure 2(a) and (b) shows q_1 and q_2 , i.e. time dependence of two quadrature operators, respectively.

Now we turn our attention to the dynamics of the $Q(\alpha, \alpha^*)$ function. Quasiprobability distributions arise naturally in the study of quantum mechanics when treated in phase space formulation, commonly used in quantum optics, time-frequency analysis. One of such function is the Q Husimi function. Q always remains positive and bounded:

$$Q(\alpha, \alpha^*) = \frac{1}{\pi} \langle \alpha | \hat{\rho} | \alpha \rangle.$$

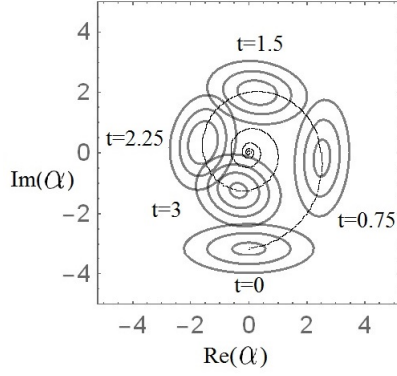


FIG. 2: Contour lines of $Q(\alpha, \alpha^*, t)$ in the complex α plane for coherent and squeezed phonon, at the times $t_0 = 0$, $t_1 = 0.75$, $t_3 = 1.5$, $t_4 = 2.25$, $t_5 = 3.0$. The thin line indicates the time evolution of center on quasidistribution function.

In figure 2, the contour plots of the $Q(\alpha, \alpha^*)$ function are shown for five different values of the times.

C. Detection

Finally, the probe process is again described by interaction phonon-photon. However, the corresponding impulsive unitary operator U now acts on a photon-phonon state of the form $\rho_{\bar{\alpha}} \otimes \rho_b(t)$. Here, $\rho_{\bar{\alpha}}$ is the multi-mode coherent state associated with the probe laser beam which contains x and y polarized components and is much smaller intense than the pump one, while $\rho_b(t)$ is the phonon state dissipatively evolved up to the delay time τ between pump and probe. Differently from the pump process, the lower probe intensity allows one to neglect in H the terms responsible for the squeezing effects. Moreover, we can apply the mean field approximation only to the field operators with x polarization,

since the x -polarized probe components are much more intense than those polarized along y . Then, by replacing a_{xj} and $a_{xj}^\dagger$ by α_{xj} and α_{xj}^* , the probe process is described by

$$U_{\alpha'} = \exp\{-i||\alpha'||(Ab^\dagger + A^\dagger b)\}, \quad (6)$$

where A is the collective photon annihilation operator[7].

We can thus consistently let the probe process affect an initial state $|\alpha'\rangle\langle\alpha'| \otimes \rho_b(t)$, where $|\alpha'\rangle$ is the coherent state involving only the y polarization components. Notice that, unlike in, $U_{\alpha'}$ acts on the photon-phonon state as a whole and transforms it into

$$U_{\alpha'}|\alpha'\rangle\langle\alpha'| \otimes \rho_b(t)U_{\alpha'}^\dagger.$$

Unlike in the semi-classical theoretical approaches to pump and probe experiments attempted so far, one can here confront the experimental data with the scattered probe beam intensity, namely with the mean photon number $\langle N_y \rangle_\tau$, where $N_y = A^\dagger A$ and with its variance $\Delta_\tau N_y^2 = \langle N_y^2 \rangle_\tau - \langle N_y \rangle_\tau^2$. Then one uses that

$$\begin{aligned} U_{\alpha'}^\dagger N_y U_{\alpha'} &= A^\dagger A \cos^2(|\alpha'|^2) + b^\dagger b \sin^2(|\alpha'|^2) \\ &+ \frac{i}{2} \sin(2|\alpha'|^2)(A b^\dagger + A^\dagger b). \end{aligned}$$

Thus, we can explicitly compute:

$$\begin{aligned} \langle N_y \rangle_\tau &= I_y \cos^2(|\alpha'|^2) + \langle b^\dagger b \rangle_\tau \sin^2(|\alpha'|^2) \\ &+ \frac{i}{2} \sqrt{I_y} \sin(2|\alpha'|^2) \langle b^\dagger + b \rangle_\tau. \end{aligned}$$

where I_y is the intensity of probe light.

Despite its complicated expression, we report also the number variance predicted by the model as $\langle N_y \rangle_\tau$ and $\langle \Delta N_y^2 \rangle_\tau$ are the quantities computed numerically:

$$\begin{aligned} \langle \Delta N_y^2 \rangle_\tau &= I_y \cos^4(|\alpha'|^2) + \sin^4(|\alpha'|^2) (\langle (b^\dagger b)^2 \rangle_\tau - \langle b^\dagger b \rangle_\tau^2) + \sin^2(|\alpha'|^2) \cos^2(|\alpha'|^2) \langle b^\dagger b \rangle_\tau \\ &- I_y \sin^2(|\alpha'|^2) \cos^2(|\alpha'|^2) [\langle b^{\dagger 2} \rangle_\tau - \langle b^\dagger \rangle_\tau^2 + \langle b^2 \rangle_\tau - \langle b \rangle_\tau^2] \\ &+ I_y \sin^2(|\alpha'|^2) \cos^2(|\alpha'|^2) [2\langle b^\dagger b \rangle_\tau + 1 - 2\langle b^\dagger \rangle_\tau \langle b \rangle_\tau] \\ &+ i\sqrt{I_y} \sin(|\alpha'|^2) \cos^3(|\alpha'|^2) [\langle b^\dagger \rangle_\tau - \langle b \rangle_\tau] \\ &+ i\sqrt{I_y} \sin^3(|\alpha'|^2) \cos(|\alpha'|^2) [2(\langle b^{\dagger 2} b \rangle_\tau - \langle b^\dagger b \rangle_\tau \langle b^\dagger \rangle_\tau + \frac{1}{2} \langle b^\dagger \rangle_\tau) \\ &- 2(\langle b^\dagger b^2 \rangle_\tau - \langle b^\dagger b \rangle_\tau \langle b \rangle_\tau + \frac{1}{2} \langle b \rangle_\tau)]. \end{aligned} \quad (7)$$

Figure 3 shows pump-probe signal or mean value and

the variance of the number operator. The parame-

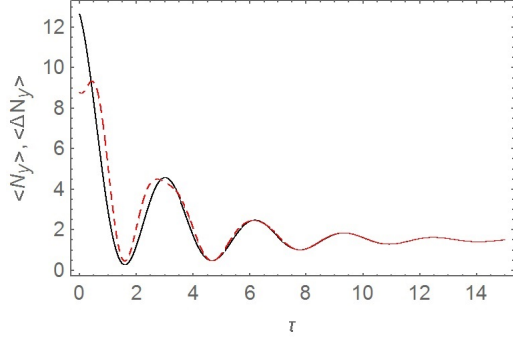


FIG. 3: Theoretical calculations of the mean value and the variance of the number of photons of the emitted field. Variance of the operator are shown by the dashed line.

ters α' and I_y used in the calculation are $\pi/4$ and 1, respectively. As the theoretical results, deference of mean value and the variance of the number of emitted photons is due to squeezed phonon. It is a evidence of squeezing.

For a given time delay τ a reference pulse, which has not interacted with the sample, is subtracted from each pulse transmitted through the sample by a differential detector capable of single pulse acquisition. The integral of the voltage produced by the differential pulse constitutes the measurement of the

transmittance variation $\Delta T(\tau)$. The mean value $\Delta T(\tau)$ and the variance $\Delta T(\tau)$ can be measured for each time delay τ .

III. CONCLUSION

A pump-probe spectroscopy method was proposed to investigate of squeezed phonon. The fluctuations of the time dependent atomic positions and momenta are mapped directly into the quantum fluctuations of the probe photon number, thereby providing an absolute reference for the vibrational quantum noise.

Finally, the generality of our fully quantum approach, used here to reveal the squeezed nature of photo-excited phonon states in quartz, offers a novel framework to unveil distinctive quantum properties of vibrational states in matter. This paves the way for future studies addressing the thermodynamics of lattice and molecular vibrations of complex systems, possibly, in quantum regimes.

Acknowledgments

This research was supported by the National Research Foundation of Mongolia (Grants No. SSA_014/2016 and SSA_017/2016).

-
- [1] Etchepare, Grillon, Chambaret, Hamoniaux, and Orszag. Polarization selectivity in time-resolved transient phase grating. *Optic. Comm.*, **63**, (1987).
 - [2] Scott and Porto. Longitudinal and transverse optical lattice vibrations in quartz. *Physical Review*, **161**, (1967).
 - [3] P.Umari, A.Pasquarello, and A.D.Corso. Raman scattering intensities in quartz: A first-principles investigation. *Phys. Rev. B*, **63**, 094305, (2001).
 - [4] A.Rundquist, J.Broman, D.Underwood, and D.Blank. Polarization-dependent detection of impulsive stimulated raman scattering in alpha-quartz. *Journal of Modern Optics*, **52**, (2006).
 - [5] S.Mukamel. *Principles of Nonlinear optical spectroscopy*. Oxford University Press, (1995).
 - [6] K.Titimbo. Creation and detection of squeezed phonons in pump and probe experiments: a fully quantum treatment. PhD thesis, University of Trieste, (2015).
 - [7] M.Esposito, K.Titimbo, K.Zimmermann, F.Giusti, F.Randi, D.Boschetto, F.Parmigiani, R.Floresanini, F.Benatti, and D.Fausti, arXiv:1507.04148.
 - [8] R.Alicki and K.Lendi. *Quantum Dynamical Semigroups and Applications*, *Lect. Notes Phys.* 717. Springer-Verlag, Berlin, (2007).
 - [9] H.P.Breuer and F.Petruccione. *Quantum Optics*. Oxford University Press, New York UK, (2002).

Гамма цацрагийн үйлчлэлээр Усанболор (SiO_2) -т үүсэх парасоронзон дефектийн судалгаа

Н.Төвжаргал^{1,*}, Д.Баатархүү², Т.Очирхуяг¹, Ж.Даваасамбуу¹, and Г.Шилагарди¹

¹Монгол Улсын Их Сургууль, Шинжлэх ухааны сургуулийн
физикийн тэнхим, Улаанбаатар хот 210646, Монгол улс

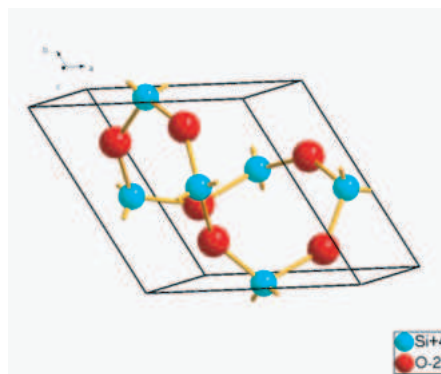
²Монгол Улсын Их Сургуулийн Цөмийн физикийн судалгааны төв

Янз бүрийн үнэт болон хагас үнэт чулууны өнгийг өөрчилж хүссэн өнгө хэлбэрт оруулах асуудал үргэлж судлаачид төдийгүй хэрэглэгчидийн сонирхлыг татаж байдаг. Бид энэ ажлаар байгалийн хагас үнэт чулуу болох усанболор (SiO_2)-ийн өнгийг гамма цацрагийн үйлчлэлээр өөрчилж, түүнд үүсэх парасоронзон дефектийг ЭПР спектроскопийн аргаар судлав. Судалгааны үр дүнгээс үзэхэд дээжийг гамма цацрагаар шарсны үр дүнд түүнд олон тооны парасоронзон төвүүд үүсэнээс усан болорын зоны бүтцэт өөрчлөлт орж материалын өнгө өөрчлөгдөж байгаагаас гадна дулааны боловсруулалтын горимоос хамааран парасоронзон дефектүүд тодорхой хэмжээгээр эдгэрч байгааг үзүүлэв.

PACS numbers: 61.80.-x, 72.10.Fk, 61.72.Nh

I. ОРШИЛ

Байгалийн үнэт болон хагас үнэт чулуунуудыг гоёл чимэглэл, ахуйн зориулалтаар өргөн хэрэглэдэг. Зарим байгалийн хагас үнэт чулуунуудыг гамма (γ) цацрагаар шарахад тэдгээр нь өнгөний хувиралд ордог. γ цацраг хатуу биетэй харилцан үйлчлэхэд тэнд цацрагийн энергиэс хамааран Комптоны сарнил, фото-цахилгаан эффект, электрон позитроны хос үүсэх гэх мэт үзэгдлүүд явагдах боломжтой. Эдгээр үзэгдэлүүдийг дагалдан явагдаж байгаа олон процессуудын дүнд дээжний өнгө хувирч байгаа болно. Энд үүсэж байгаа өнгөний хувирлын үүсэл шалтгааныг тайлбарлах нь чухал ач холбогдолтой. Түүнчлэн үнэт чулууны өнгийг өөрчлөхдөө ихэвчлэн түүнийг янз бүрийн элемент, бодисоор хольцоход замаар янз бүрийн өнгө үзэмж, чанар бүхий материал гаргаж авдаг. Тухайлбал усанболорыг Fe^{+3} ионоор хольцоход үзмэн ягаан өнгөтэй болдог бол Be^{+2} ионоор хольцоход ногоон өнгөтэй болдог. Болор нь байгаль дээр усанболор, утаат болор, сүүн болор гэж нэрлэгдэх хэлбэрүүдээр элбэг тохиолддог. Эдгээр нь бүтэц найрлагын хувьд ижил боловч кристаллжилтаараа ялгаатай байдаг. Бид энэ ажлаар усанболорт γ -цацрагийн үйлчлэлээр үүсэх эффектүүдийг ЭПР спектроскопийн аргаар дулааны боловсруулалтаас хамааруулан судлах болно. Бид дээжээ сонгохдоо байгальд өргөн тархацтай байдаг хагас үнэт чулуу болох усанболор (SiO_2)-ыг сонгож авсан. Энэ чулуу нь гоёл чимэглэлийн зориулалтаар манай орны хувьд өргөн хэрэглэгддэг. Зураг.1-т усанболорын кристал бүтцийг үзүүлэв. Энд



Зураг 1: Усанболор (SiO_2) -ийн кристалл бүтэц

кристалл системийн симметр нь $R\bar{3}21(154)$, торын параметрууд нь $a = b = 4.913\text{\AA}$, $c = 5.405\text{\AA}$, $\alpha = \beta = 90^\circ$, $\gamma = 120^\circ$ болон торын эзэлхүүн $V = 113.03\text{\AA}^3$ болно.

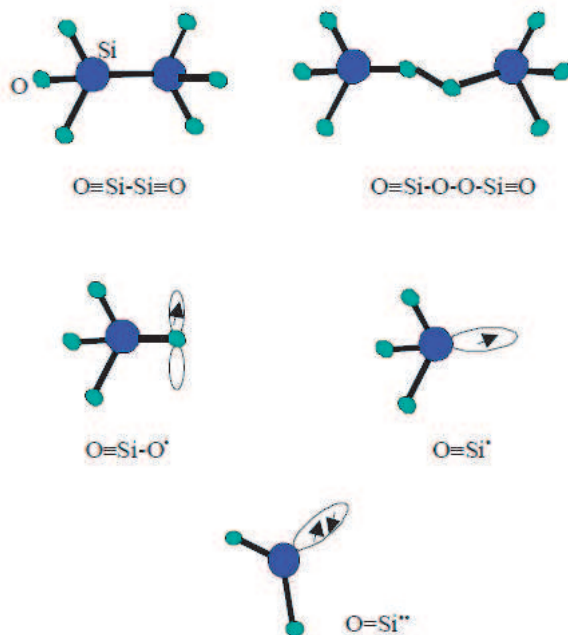
II. УСАН БОЛОРТ ҮҮСЭХ ЦЭГЭН ДЕФЕКТҮҮД

Усанболорыг γ -цацрагаар шарахад түүний өнгө өөрчлөгдөн утаат болор болдог нь цацраг бодисын харилцан үйлчлэлийн дүнд кристаллд олон янзын урвал процессууд явагдсаны дүнд үүсэх эффектүүдтэй холбоотой. Эдгээр эффектүүдийн нэг нь цэгэн дефект юм [1]. Цэгэн дефектүүд нь үүсгэж байгаа шалтгаанаасаа хамаараад олон янз байх боломжтой. Цэгэн дефектүүд нь эгэл торд атомын шилжилт үүсэх, атомуудын холбоос тасрах болон гадны өөр хольцын атомууд орж ирснээс шалтгаалан атомын бүтцэд гажилт үүсгэдэг [2]. Цэгэн дефектүүдийг тэдгээрийн

*Electronic address: tuvjargal@num.edu.mn

электроны конфигурацид нь үндэслэн хослоогүй электронуудаас тогтож байвал *парасоронзон* дефект, бусад тохиолдлуудыг нь *диасоронзон* дефект гэж ангилдаг. Парасоронзон дефект нь хослоогүй электронуудын тэг биш соронзон моментуудаас шалтгаалан соронзон резонансын шингээлт буюу Электроны парасоронзон резонанс (ЭПР) өгдөг.

Цэгэн дефектүүдийн жишээ гэвэл: нүх үүсэх (торын зангилаа цэгт атом алга болох), завсрын (торын зангилаа биш завсарт атом байрлах) болон валентийн ($\text{Si} - \text{O}$ холбоос эвдрэх) дефектүүд болно. Усанболорт үүсэх цэгэн дефектүүд нь дараахи хэлбэрүүдтэй байна. Үүнд: нейтрал хүчилтөрөгчийн нүх [3]: $\text{O} \equiv \text{Si} - \text{Si} \equiv \text{O}$, перокси гүүрэн: $\text{O} \equiv \text{Si} - \text{O} - \text{O} - \text{Si} \equiv \text{O}$, гүүрэн биш хүчилтөрөгчит: $\text{O} \equiv \text{Si} - \text{O}^\bullet$, гурван координаттай цахиуран: $\text{O} \equiv \text{Si}^\bullet$ (ихэвчлэн E' төв гэж нэрлэдэг.), хоёрлосон координаттай цахиуран: $\text{O} = \text{Si}^{\bullet\bullet}$. Эдгээрийн дефектүүдийн дүрслэлийг зураг.2-т үзүүлэв. Эдгээр дефектүүд



Зураг 2: Усанболорт (SiO_2)-т үүсэх зарим цэгэн дефектүүд: Энд сумаар электроны спинийг, $-$, $=$, $\equiv$ Si -той холбогдох O -ийн холбоосыг, $\bullet$ -ээр холбоос нь эвдэрсэн хослоогүй электроныг, $\bullet\bullet$ -ээр холбоост ороогүй электроныг хосыг дүрслэн үзүүлэв.

нь электрон эсвэл нүхийг барих зарим энергийн төлвүүдийг үүсгэдгийг тэмдэглэх хэрэгтэй. Цэгэн дефектийн үндсэн болон өдөөгдсөн электроны төлвүүд нь усанболорын хаалттай бүсийн энергиэс бага энергийн завсартай байна. Иймээс $\text{O} \equiv \text{Si} - \text{O}^\bullet$ болон $\text{O} \equiv \text{Si}^\bullet$ дефектүүдийг валентийн болон дамжуулаллын бүсийн хооронд байрлах төлвүүдтэй холбоотой үүсдэг тул

эвдэрсэн холбоосын төлөв гэж нэрлэдэг. Цахилгаан соронзон орноор үүсгэгдэж байгаа электроны төлвийн шилжилттэй холбоотой дефектүүдтэй холбоотойгоор материалын шингээлтийн болон цацаргалтын бүсийн энергийн завсар өөрчлөгдөх бөгөөд энэ нь тухайн материалын тунгалаг чанар өөрчлөгдөх шалтгаан болдог. Мөн эдгээр дефект нь электрон болон нүхийг барих учраас материалын тусгаарлагч чанарыг ч өөрчилдөг. Түүнчлэн парасоронзон дефект нь маш бага ($\sim 10\mu\text{eV}$) засвар бүхий электроны төлвүүдийн дахин хуваарилалт болон соронзон орны нөлөөгөөр материалын соронзон шинж чанар мөн өөрчлөгддөг. Парасоронзон дефектүүдээс шалтгаалан материалын оптик шингээлт, цацаргалтын бүс өөрчлөгдөх бөгөөд электроны парасоронзон резонансын үзэгдэл ажиглагдах шалтгаан болно. $\text{O} \equiv \text{Si} - \text{O}^\bullet$ болон $\text{O} \equiv \text{Si}^\bullet$ хэлбэрийн дефектүүд нь ^{29}Si болон ^{17}O изотопор баялаг болсон дээжүүдэд ажиглагдана [4].

γ цацрагийн үйлчлэлээр цэгэн дефект үүсэх процесс

Материалыг халаах, хөргөх болон механик үйлчлэлд оруулах зэрэг янз бүрийн аргаар цэгэн дефектүүд үүсгэж болдог. Үүний нэг болох өндөр энерги бүхий цацрагийн үйлчлэлээр цэгэн дефект үүсэх механизмийг авч үзье.

Усанболорт цэгэн дефект үүсгэх хамгийн өргөн хэрэглэгддэг механизм нь бөөмсийн (электрон, нейтрон, ион гэх мэт) багц цацраг эсвэл иончлогч цацраг (UV, X-ray, γ -цацраг гэх мэт)-аар шарах зэрэг орно. Материалыг γ -цацрагаар шарсаны дүнд түүний энергиэс хамааран олон процесс явагдах боломжтой. Бага энерги бүхий цацрагийн үйлчлэлээр зонхилон Компторны сарнил тохиолдох бөгөөд үүний дүнд дараахи хоёр механизм явагддаг. Үүнд:

- Knock-on процесс: энэ нь цацаргалтын кинетик энергиэ шууд солилцсоны дүнд атом шилжих процесс
- Radiolysis процесс: энэ нь электроныг өдөөх эсвэл иончилсоны дүнд атом байрлал шилжих болон холбоос тасрах процесс

Цацрагийн үйлчлэлээр нийт кинетик энерги хадгалагдах харимхай болон цацаргалтын кинетик энергийнхээ тодорхой хэсгийг электроны шилжилт хэлбэрээр алдах харимхай биш гэсэн хоёр төрлийн knock-on процессын явагдах [5]. Атомын шилжилтийн дүнд дефект үүсэхийн тулд үйлчилж буй цацраг бай атомын холбоосыг таслахын тулд хангалттай энергитэй байх хэрэгтэй. Атомыг шилжүүлэхэд шаардагдах

энергийг шилжилтийн энерги T_d гэж нэрлэдэг. Энэ нь Si-ийн хувьд $T_d^{Si} \cong 20\text{eV}$, O-ийн хувьд $T_d^O \cong 10\text{eV}$ байх бол Si – O холбоосын энерги $\sim 5\text{eV}$ орчим байдаг [6]. Хурдан нейтрон, дулааны нейтрон, их энергитэй электрон болон γ цацрагаар шарах үед "knock-on" мөргөлдөөний дүнд атомын шилжилт үүсдэг. Тухайлбал, усанболорыг хурдан нейтрон ($E > 0.1\text{MeV}$)-оор шарах үед атомын шилжилтийн процессийн дүнд $\sim 2 \cdot 10^{19}$ спин/см³ парасоронзон төв (нийт хүчилтөрөгчийн атомын 0.05%) үүсдэг байна [7].

Radiolytic процессын үед эхлээд электроны төлвийг өөрчлөх боловч энэ нь тогтворгүй ион эсвэл атомын дефект хэлбэрээр тогтоно. Эдгээр өдөөгдсөн электронууд нь электроны тогтвортой төлөв хүртэл бусад процессуудын шалтгаан болно. Электроны өдөөлт, иончлол болон холбоос эвдрэх энэ процесс (radiolytic) электрон болон γ цацрагийн үйлчлэлийн үед knock-on процессоосоо хэд дахин их тохиолддог. Цацрагийн үйлчлэлээр үүсэх эффект нь ихэвчлэн материалд шингээгдсэн энергийн хэмжээгээр тодорхойлогддог. Энэ энергийг тодорхойлохын тулд эхлээд сарнилын дифференциал огтлол $\sigma_E(\Theta, T)$ -ийг авч үздэг. Үл хамаарах мөргөлдөөний тохиолдол (knock-on, radiolytic)-уудын хувьд $\sigma_E(\Theta, T)$ нь тусаж байгаа E энерги бүхий бөөмсийн T -ээс $T + dT$ энергийн завсар болон θ -ээс $\theta + d\theta$ хазайлтын өнцгийн завсар дахь магадлалын нягт юм. Дифференциал огтлолоос бай материалын нэгж уртад шилжүүлэх энерги $(-dE/dx)$ -ийг олох боломжтой. Мөргөлдөөний туршид дээж материалд шилжих энерги T бол дээжний δr завсарт шилжүүлэх дундаж энерги нь:

$$\langle T \rangle = N \delta r \int_0^\pi \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} T \sigma_E(\Theta, T) d\theta dT. \quad (1)$$

Энд N нь нэгж эзэлхүүн дэх сарнилын төвийн тоо, $T_{\max}, T_{\min}$ нь шилжүүлэх энергийн хамгийн их болон бага утга, δr нь нэг мөргөлдөөний хувь дахь хангалттай бага хэмжээс. Түүнчлэн δr завсарт алдсан дундаж энерги $\langle \Delta E_1 \rangle$ нь дээж материалын нэгж уртад шилжүүлэх энергитэй тэнцүү:

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right) = -\frac{\langle \Delta E_1 \rangle}{\delta r} = N \int_0^\pi \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} T \sigma_E(\Theta, T) d\theta dT. \quad (2)$$

Алдсан энергийг шингээгдсэн дозе гэж нэрлэдэг бөгөөд дээжний зузаан x бол энэ дараахи хэлбэртэй байна.

$$D = \frac{\phi \Delta t}{x} \int_0^x \left| \frac{dE}{dx} \right| dx, \quad (3)$$

энд $\phi \Delta t$ нь тусч байгаа бөөмсийн урсгал.

Radiolytic процессын үед үүсдэг түгээмэл дефектүүдийн нэг бол парасоронзон төв юм. Энэ нь хослоогүй электронтой молекулын нэгж бөгөөд түүний шинж чанарыг соронзон орон ашиглан ЭПР спектроскопи ашиглан судладаг [8]. Парасоронзон төвүүд нь photolysis, thermolysis, radiolysis, electrolysis болон бусад химийн урвалын дүнд үүсдэг. Хүчилтөрөгч нь парасоронзон төвүүд үүсгэхэд маш идэвхитэй оролцдог. Хамгийн түгээмэл парасоронзон төвүүдэд чөлөөт радикалууд, бирадикалууд, парасоронзон металл ион, гурвалсан үндсэн төлөв бүхий хүчилтөрөгчийн O_2 молекул болон парасоронзон дамжуулаллын төрлүүд орно. Парасоронзон төвүүд нь өөр өөр спин болон тогтворжилттой байдаг. Парасоронзон төвүүдийн соронзон момент нь тэдгээрийн спинээс хамаарах ба гадны соронзон орны нөлөөгөөр тэдгээр соронзон момент нь цэгцэрсний дүнд ЭПР дохио бүртгэгддэг.

Материалд үүсэж байгаа цэгэн дефектүүдийн үүсэх процессийг танин мэдэхийн тулд дулааны боловсруулалтын аргыг өргөн хэрэглэдэг. Цацрагийн үйлчлэлээр үүссэн зарим дефектүүд нь материалын температурыг нэмэгдүүлэхэд алга болдог. Ерөнхийдөө цацрагийн үйлчлэлд орсон материалыг халаахад тодорхой температурт тодорхой дефектүүд арилдаг байна. Түүнчлэн энэ аргаар дефектийн бүтэцтэй холбоотой молекулын холбоосын хүч, дефектийн потенциал нүхний гүн зэрэг чухал мэдээлэлүүдийг олох боломжтой. Мөн дулааны боловсруулалтын аргаар тодорхой үзэгдлүүдийн хамаарал зүй тогтолыг судлах боломжтой. Тухайлбал, оптик шингээлтийн спектроскопи болон ЭПР спектроскопи арга ашиглан тодорхой дулааны боловсруулалтын нөхцөл дор материалын макроскопик шинж чанарыг судлах боломжтой.

Бид энэ ажлын хүрээнд монгол орны байгалийн дээж болох кристалл усанболор дээжийн хувьд өндөр энерги бүхий γ цацрагаар шарсан болон шарсны дараа дулааны боловсруулалтанд оруулсан дээжүүдэд үүсэх парасоронзон дефектүүдийн концентрациас нь хамааруулан ЭПР спектроскопийн аргаар судлах зорилготой.

III. ЭЛЕКТРОНЫ ПАРАСОРОНЗОН РЕЗОНАНСЫН ЭФФЕКТ

ЭПР нь соронзон орон дахь дээжинд микродолигоноор илрүүлсэн парасоронзон дефект ажиглагдах эффект юм [8]. Соронзон орны нөлөөгөөр энергийн түвшинд Зееманы салалт болдог. Соронзон оронд хослоогүй

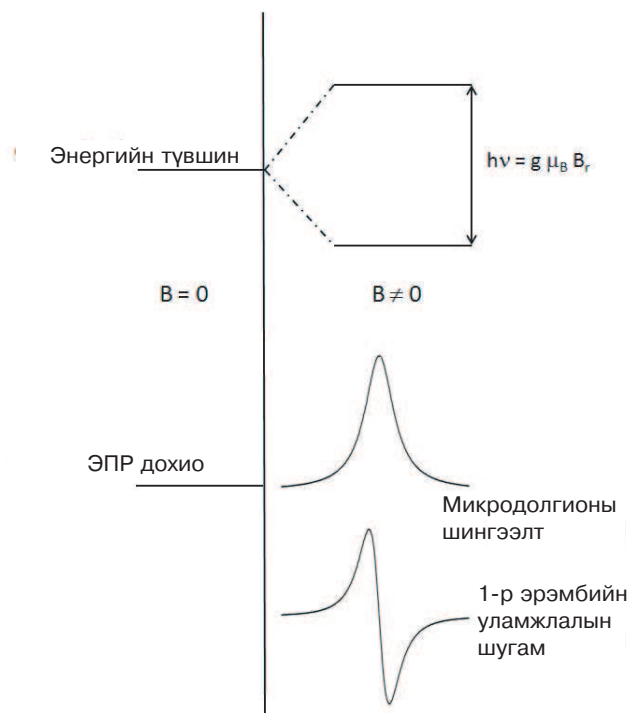
электронуудын энергийн түвшнүүд салсны дараа тэдгээрийн соронзон моментууд нь янз бүрийн чиглэлтэй байдаг. Ө.х соронзон индукцийн вектор B -тэй параллель болон параллель биш янз бүр байна. Соронзон орон дахь соронзон момент болон спины соронзон квант тоо M_s нь хоёулаа $2S + 1$ утгатай байна. Соронзон оронд M_s спины соронзон квант тоо бүхий хослоогүй электроны энергийн түвшин $2S \pm 1$ түвшнүүдэд салаалдаг. Хослоогүй электрон микродолгионоор өдөөгддөг ба энд микродолгионы энерги болон давтамж нь дараахи илэрхийлэлийн дагуу өгөгдсөн резонансын нөхцөл биелэх тохиодолд их энергитэй түвшин рүүгээ шилжинэ:

$$h\nu = E_2 - E_1 = g\mu_B B_r, \quad (4)$$

энд h нь Планкийн тогтмол, ν нь микродолгионы давтамж, g нь спектроскопик фактор, μ_B нь Борын магнитон, B_r нь резонансын соронзон орны индукцийн вектор, E_2 нь хослоогүй электронуудын өдөөгдсөн төлөвийн энерги, E_1 нь хослоогүй электронуудын үндсэн төлөвийн энерги. B индукцийн вектортой соронзон орон дэх M_s соронзон спины квант тоо бүхий хослоогүй электроны энерги дараахи хэлбэртэй байна.

$$E(M_s) = M_s g \mu_B B_r. \quad (5)$$

ЭПР эффектгүйг бас электроны спин резонанс (ЭСР) гэж нэрлэдэг. Учир нь парасоронзон материал дэх хослоогүй электронууд нь хослоогүй спинтэй байдаг. ЭПР (ЭСР) спектроскопийн үндэс нь дээр тодорхойлсон эффект болдог бөгөөд энэ нь парасоронзон дефектүүдийг судлах туршилтын аргын үндэс болдог. Парасоронзон материалуудыг соронзон оронд оруулахад тэгш, 4 резонансын нөхцлийг хангах энерги бүхий микродолгионыг шингээдэг. ЭПР спектроскопийг ашиглан шингээлт болон нэгдүгээр эрэмбийн уламжлалын шугамд анализ хийх болно. Нэгдүгээр эрэмбийн уламжлалын муруйн комплекс парасоронзон төвүүдийн систем бүхий дээжүүдийн хувьд маш чухал байдаг. Олон компонент бүхий ЭПР спектрын компонентүүдийн шугамын нарийвчлал шингээлтийн муруйн хувьд нэгдүгээр эрэмбийн уламжлалаар хялбар ялгагдана. Чөлөөт радикал бүхий парасоронзон материалын хувьд соронзон орны нөлөөгөөр $S = 1/2$ спин бүхий энергийн түвшинд Зееманы салалт болж хоёр түвшинтэй болно. Соронзон орон дэх чөлөөт радикалуудын Зееманы салалтыг зураг.3-т үзүүлэв. Зураг.3-т соронзон оронтой болон оронгүй үе дахь чөлөөт радикалуудын хослоогүй электроны энергийн түвшин болон микродолгионы шингээлт болон нэгдүгээр эрэмбийн уламжлалын муруй зэргийг үзүүлэв.



Зураг 3: $S = 1/2$ спинтэй чөлөөт радикалын соронзон орон дахь Зееманы эффект. Энд шингээлт болон эхний ЭПР шингээлтийн муруйг үзүүлэв. B -соронзон орны индукцийн вектор, B_r -соронзон резонансын индукци, h - Планкийн тогтмол, ν - микродолгионы давтамж, g - спектроскопик фактор, μ_B - Борын магнитон, $h\nu = g\mu_B B_r$ - резонансын томъёо.

IV. ТУРШИЛТ

Судалгааны дээж болох цэвэр усанболор (SiO_2)-ийг тэнцүү хэсгүүдэд хуваагаад электроны цикл хурдасгуур Микротрон МТ-22 (МУИС-ийн ЦФСТ, Цацрагийн урсгалын нягт $\Phi_\gamma \simeq (7.2 \cdot 10^{11} - 1.2 \cdot 10^{11}) \text{ } \gamma/\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{мкА}$, $I_e = 9 \text{ мкА}$) цацраг идэвхит үүсгүүр дээр $E_e = 22 \text{ МэВ}$ хүртлэх энерги бүхий нил спектртэй саатлын гамма цацрагаар нэг цаг шарж бэлтгэнэ. Дээжны шараагүй хэсгийг шарсан дээжтэй харьцуулан судлахад ашиглах болно.

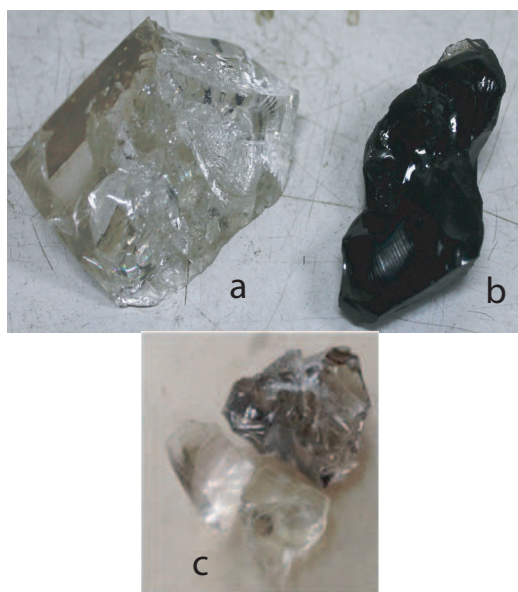
Дулааны боловсруулалт: Цацрагаар шарж бэлдсэн дээжний тодорхой хэсгүүдийг шатаах зууханд (МУИС-ийн орчны шинжилгээний лаборатори) 100°C болон 200°C температурт 24 цаг халааж дулааны боловсруулалтанд оруулан туршсан.

СЭПР2 (МУИС-ийн ЭПР спектроскопийн лаборатори) электроны парасоронзон резонансийн спектрометр ашиглан гамма

цацрагаар шарсан болон шараагүй, дулааны боловсруулалтанд оруулсан усанболорын дээжийн ЭПР спектрийг $\Delta H = 500$ Гс, $H_r = 1200$ Гс, $\tau = 0.3$ с, $\Delta t = 30$ с-ийн горимд хэмжсэн.

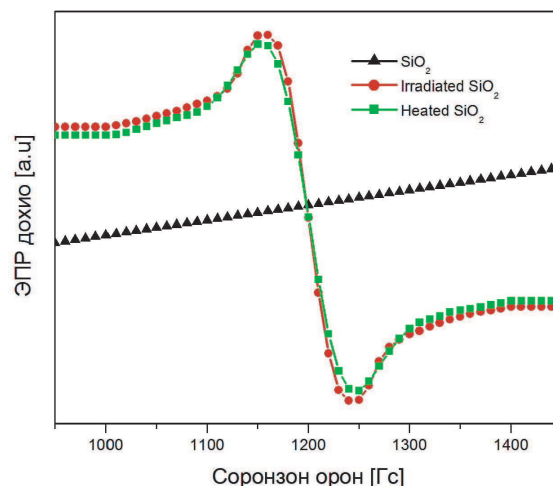
V. ҮР ДҮН

Сонгож авсан усанболор (SiO_2)-ын дээжээ γ - цацрагаар шарсны дараа дээж гүн хар өнгөтэй болж утаатболор болсон болон 200°C температурт 24 цаг халааж дулааны боловсруулалтанд оруулсаны дараа буцаад тунгалагжиж байгааг зураг.4-т үзүүлэв. Гамма цацрагийн үйлчлэлээр



Зураг 4: Усанболор (SiO_2): a) байгалийн цэвэр дээж, b) γ цацрагаар шарсан дээж (Утаат болор), c) γ цацрагаар шарж утаат болор болгосон дээжийг 200°C -т 24 цаг халаасны дараахи хагас тунгалаг усанболор.

усанболор дээжинд knock-on болон radiolysis процесс явагдсаны үр дүнд маш олон тооны янз бүрийн дефектүүд үүсэж байгаагийн нэг нь парасоронзон төвүүд юм. Үүнийг бид ЭПР спектроскопи ашиглан хэмжсэнийг зураг.5-т үзүүлэв. Энд нунтаг дээжийг хэмжсэн учраас гадны соронзон оронтой харьцуулахад гажиг нь ямарваа нэг зонхилсон зүгшрэл үүсгэснээс болж илрэх резонансын хэсгүүд бүртгэгдэхгүй гэсэн үг юм. Нунтаг дээжинд үүссэн дефект нь бүх чиглэлд ижил магадлалтайгаар байрлах тул бүртгэгдэж буй спектр нь бүх дефектийн нийлбэр хувь нэмрийг үзүүлнэ. ЭПР спектрт өгч байгаа 1200 Гс орны үед үүсэж байгаа резонанс нь гамма цацрагаар шарсны дүнд үүсэж байгаа парасоронзон дефектүүдэд харгалзана. Эндээс бид γ цацрагаар шарсан болон дулааны



Зураг 5: Цэвэр, γ цацрагаар шарсан болон 200°C -т 24 цаг халаасан Усанболор (SiO_2) дээжийн ЭПР спектр.

боловсруулалтанд оруулсны дараа усанболор дээжинд үүсэж байгаа өнгөний хувиралыг тайлбарлах зорилгоор тухайн дээжинд үүсэж байгаа парасоронзон дефектийн концентрацийг нүүрсний эталон дээжний ЭПР спектртэй харьцуулах замаар үнэлсэн. γ цацрагаар шарсан усанболор дээжин дахь парасоронзон дефектийн концентарци $N_{ir} = 6.6 \cdot 10^{18}$ (спин/грамм) байгаа бол дулааны боловсруулалтанд оруулсны дараа $N_{ht} = 5.9 \cdot 10^{18}$ (спин/грамм) болж цөөрсөн байна. Эндээс γ цацрагийн үйлчлэлээр Усанболорт парасоронзон дефект үүсэх бөгөөд энэ дефект нь дулааны үйлчлэлээр эдгэж байгаа нь харагдаж байна.

VI. ДҮГНЭЛТ

Байгалийн хагас үнэт чулуу болох усанболор (SiO_2)-ийг γ цацрагаар үйлчлэхэд түүний өнгө өөрчлөгдөн утаат болор болж байна. γ цацраг бодистой харилцан үйлчилсэний дүнд цацрагийн энергиэс хамааран комптоны сарнил, фото-цахилгаан эффект, электрон позитроны хос үүсэх зэрэг процесс явагдсаны дүнд кристаллд олон янзын дефект үүссэний улмаас түүний өнгө өөрчлөгддөг. Бид өмнө рентген дифракцийн аргаар усанболорт γ цацрагийн үйлчлэлээр атомын шилжилт хийж, кристалл гажиж байгааг тогтоосон[9]. Бид энэ ажлаар γ цацрагийн үйлчлэлээр усанболорт парасоронзон төвүүд үүсэж байгааг ЭПР спектроскопийн аргаар судлаж тогтоов. Судалгааны үр дүнгээс үзэхэд гамма цацрагаар шарсны үр дүнд олон тооны парасоронзон төвүүд үүсч байгаагаас гадна дулааны боловсруулалтын дүнд эдгээр төвүүд эдгэрч байгааг үзүүлэв. Цаашид ЭПР

спектроскопийн аргатай оптик шингээлтийн спектроскопийн аргыг хослуулан янз бүрийн горимд дулааны боловсруулалтанд оруулах замаар нарийвчлан судлах хэрэгтэй.

санхүүжүүлсэн ШУТС болон БСШУЯ-нд талархал илэрхийлье.

Талархал

Энэхүү ажлыг гүйцэтгэхэд дэмжлэг үзүүлж суурь судалгааны SST_018/2015 төслийг

-
- [1] Ed. Catlow R., *"Defects and disorder in crystalline and amorphous solids"* Kluwer Academic Publishers (1994)
 - [2] Kittel C., *"Introduction to Solid State Physics"* John Wiley and Sons (1971).
 - [3] Elliott S.R., *"Physics of amorphous materials"* Longman, London, 2 Ed. (1990).
 - [4] Griscom D.L., J. Ceramic Society of Japan 99 (1991) 899
 - [5] Eds. Devine R.A.B, Duraud J.P. and Dooryh  e E., *"Structure and imperfections in amorphous and crystalline silicon dioxide"* John Wiley and Sons (2000).
 - [6] Gupta R.P., Phys. Rev.B 32 (1985) 8278.
 - [7] Chan S.L., Gladden L.F. and Elliott S.R., J. Non-Cryst. Sol. 106 (1988) 413.
 - [8] Wertz JE, Bolton JR., *"Electron Spin Resonance: Elementary Theory and Practical Applications"* London: Chapman and Hall; 1986.
 - [9] Ч.Цэцэнжаргал, Т.Очирхуяг, Н.Т  вжаргал, Д.Баатарх  у, Л.Ням-Очир. *"Гамма цацрагийн   ймчл  лээр усанболор (SiO_2)-т   гсэх эффект  ийн судалгаа"* МУИС-ийн эрд  м шинжилг  эний бичиг 438, ФИЗИК с  тг  л (20), 2015, 63
 - [10] Л.Баяржаргал, Д.Сангаа, Д.Баатарх  у, МУИС-ийн   ШБ №179(10), 2003, 99-105
 - [11] Б.Бумаа, А.Бадмаараг, Д.Баатарх  у, Д.Сангаа., ШУА-ийн ФТХ-ийн   ШБ №36, 2008.

Хөө, Үнсэнд Хийсэн Рентген Дифракцийн Фазын Судалгаа

Ж. Ванчинхүү¹, Э. Баянжаргал², Ж. Даваасамбуу¹

¹Физикийн тэнхим, ШУС, МУИС

²Аналитик лаборатори, Материал судлалын салбар, ФТХ-ШУА

Нүүрсний шаталтаас ялгарах хөө, үнсийг инерцийн болон конвекцийн суулт ашиглан цуглуулж гарган авсан дээжүүдэд рентген дифракцийн судалгааны арга ашиглан бүтцийн анализ хийсний дүнд хөө, үнсний доторхи талст болон аморф фазын агуулгыг тогтоов. Хөөнд талст тогтоцтой нүүрстөрөгчийн графит бүтцээс гадна шатаасан нүүрсэнд агуулагдах элементүүд шаталтын явцад бий болсон нэгдэл хэлбэрээр талст бүтэц үүсгэн агуулагдаж байдаг байна.

PACS number: 52.80.Hc, 47.57.-s

I. Оршил

Шаталтын бүтээгдэхүүний талаар хийсэн судалгааны олон эх үүсвэрт хөө гэсэн нэрнээс гадна хар нүүрстөрөгч (black carbon), анхдагч нүүрстөрөгч (elemental carbon) гэсэн нэрээр орсон байдаг. Хөөний эдгээр нэр томъёо хэрэглэгддэг шалтгаан нь нийтээр хүлээн зөвшөөрөгдсөн нэр томъёо дутмаг байдаг оршино. Эдгээр нэр томъёог өгөхдөө судалж, ажиглаж байгаа аргатайгаа уялдуулсан байдаг. Тухайлбал хар нүүрстөрөгч нэр томъёог түүнийг тодорхойлоход оптик арга ашиглаж байгаа тохиолдолд гэрэл шингээгч гэдэг утгаар нь нэрлэжээ. Харин анхдагч нүүрстөрөгч нэр томъёог химийн болон дулааны тодорхойлолттой уялдуулан хэрэглэ-дэг. Ер нь эдгээр нэр томъёогоор тэмдэглэгдэх дисперслэгдсэн жижиг хэсэг болох тэрхүү «зүйл» нь хөөний үндсэн бүрэлдэхүүн болдог гэдгийг бүх судалгаа хүлээн зөвшөөрдөг. Өөрөөр хэлбэл хөөг эдгээр нэрээр нэрлэгдэх олон тооны дисперсэт буюу жижиг хэсгүүдээс тогтоно гэж үздэг [1]. Шаталтын зайлшгүй нэг үр дагавар буюу дагалдах үзэгдэл бол нүүрстөрөгч агуулсан бөөмцөр үүсэх үзэгдэл юм. Мод, нүүрсний шаталтад ажиглагддаг улаан шаравтар гэрэл нь дөлөн дэх хөөний дулаан цацаргалтаар бий болдог бөгөөд энэ нь хөө шаталтын захын хэсэгт үүсдгийн нэг том баталгаа болж байдаг.

Хөө үүсэх анхдагч үр хөврөл нь полициклийн үнэрт нүүрс устөрөгчийн нэгдэл байдаг. Хөө нь найрлагын хувьд нэгэн төрлийн биш бөгөөд түүний ихэнх хэсэг нь нүүрстөрөгч байх ба 10 хүртэл хувийг устөрөгч эзэлж байдаг байна. Хөөнд байгаа C/H буюу нүүрстөрөгч ба устөрөгчийн атомын харьцаа 1-8 байна. Энэ харьцаа хөөний бөөмцрийн диаметр D өсөхөд шугаман хуулиар өсдөг. Энэ нь хөөн дэх нүүрстөрөгчийн атомын тоо D^3 -д, харин устөрөгчийн атомын тоо D^2 -д пропорциональ

байхыг үзүүлж байгаа бөгөөд эндээс устөрөгч зөвхөн хөөний гадаргуу дээр суудаг гэсэн дүгнэлт гардаг [2]. Хөөний дундаж нягт 2 г/см^3 байна. Хөөний ширхэгүүдийн хэмжээ бага боловч хувийн гадаргуугийн хэмжээ их байдаг учраас өөр агаар бохирдуулагчыг сайн шингээдэг [4]. Хөөнд хийсэн зарим судалгааны ажилд түүнд агуулагдаж байгаа бодисууд зөвхөн аморф төдийгүй талст фаз хэлбэртэйгээр оршдог тухай дурдсан байдаг [3-4]. Энэ ажилд бид хөөн дэх талст хэлбэртэйгээр оршин байгаа эрдсүүд болон аморф фазын хэмжээг тогтоох асуудлыг авч үзлээ.

II. Дээжийг авсан нөхцөл

Гэрийн зуухны янданд инерциаль суулт болон конденсацын процессийн үр дүнд хөө тортог тогтож суудаг. Янданд тогтох хөөний хэмжээ түлшний төрөл, химийн найрлага болон галлалт ба цаг уур, уур амьсгалын хүчин зүйлүүдээс шалтгаалж байдаг. Хөөг их хэмжээгээр хуримтлуулж авахын тулд удаан хугацааны туршид шатаалт явуулж их хэмжээний түлш зарцуулах шаардлагатай. Энэ ажилд судалсан хөө нь Улаанбаатар хот дахь Монгол гэрүүдийн халаалт, ахуйн хэрэглээнд өргөн хэрэглэгдэж байгаа ХАС зууханд дан Налайхын нүүрсийг шатаахад янданд тогтсон хөө юм.

III. Хөөг бий болгосон орчин, нөхцөл

Галлалтын давтамж: Хоногт 4-5 удаа

Нэг удаагийн галлалтанд зарцуулагдсан түлшний хэмжээ ба төрөл: Тостой нимгэн боодлын цаас 20 г, нарс мод 0.4-0.5 кг, Налайхын нүүрс 5-5.5 кг.

Туршилтын хугацаа: 12 дүгээр 01-нээс 01 дүгээр сарын 31

Цаг уурын нөхцөл: Агаарын дундаж температур -26°C , агаарын дундаж даралт 1200 гПа, салхины дундаж хурд 0.6 м/с.

Хөөг авсан хугацаа: 2 сар

IV. Хөөний ангилал

Энэ дээжийг гарган авахад хэрэглэсэн яндан тус бүр 0.67 м урттай 5 үеэс тогтох бөгөөд бид хамгийн дээд үеийг 1, дараагийн үеийг 2, гэх мэтээр дугаарлаж эхний 4 үе тус бүр дээр суусан хөөг цэвэрлэн авав (Зураг 1). Энэ туршилтыг гурван удаа хийлээ. Яндангийн үе бүрд суусан хөөний хэмжээг доорхи хүснэгтэд үзүүлэв.

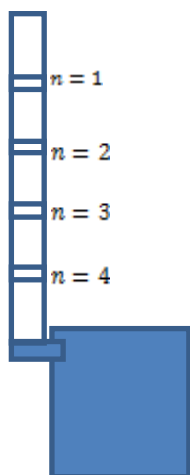
Хүснэгт 1. Үе бүрд тогтсон хөөний хэмжээ

Үеийн дугаар, n	1	2	3	4	Суурь үе
m, г	54.35	95.61	43.17	58.82	90.53

Яндангаас хялбар салах өнгөн үеийн нунтаг хөөг салгаж авсаны дараа нэлээд бэхжсэн хөөний нимгэн үе бас үлддэг. Энэ үед харгалзах хөөг суурь үе гэж нэрлэв. Харин яндангийн 5 дугаартай үе дээр хөө маш бага хэмжээгээр суух ба энд ихэвчлэн дэгдэмхий үнс суусан байдаг. Энэ нь идэвхитэй шаталтын явцад яндангийн доод үе халснаас суусан хөөний үе шатаж дуусдагтай холбоотой юм. Энэ хэсэгт харгалзах үнсний найрлага тунагч үнсний найрлагатай ойролцоо гэж үзээд энэ хэсгийн хөөнд анализ хийгээгүй болно. Харин үүний оронд шаталтын дараа үлдэх тунагч үнсийг авч анализ хийлээ.

V. Хөө болон үнсний рентген дифракцийн судалгаа

Бид дээр өгүүлсэн байдлаар гарган авсан 6 нунтаг дээжид рентген дифракцийн судалгааны арга ашиглан бүтцийн анализ хийсний дүнд хөө,



Зураг 1. Зуух ба яндан

үнсний доторхи талст болон аморф фазын агуулга, шинж чанарыг тогтоох судалгааг хийлээ. Судалгаанд MAXima_X XRD-7000 маркийн рентген дифрактометр багажийг

ашигласан бөгөөд туршлагад зэс анод, Ni фильтертэй (характеристик шугамын долгионы урт нь $\text{CuK}\alpha 1 = 1.5406 \text{ \AA}$) рентген хоолойн хүчдэл, гүйдлийн утга 40кВ, 30мА, Брэггийн өнцгийн муж, гониометрийн өнцгийн алхам, нэг өнцөг алхамд детекторын бүртгэх хугацаа, цацрагийг багцлагч болон цуглуулагч завсаруудын хэмжээ, байх хэмжилтийн нөхцөлд бүх урьдчилан бэлтгэсэн дээж бүрийн рентген дифрактограммуудыг бичиж авав. Хэмжилтийн үр дүнг боловсруулахдаа олон улсад зөвшөөрөгдсөн талст нэгдлийн дифрактограммын ICSD болон ICDD-PDF2 өгөгдөлийн сангуудтай X'Pert HighScore Plus v2.0a програм хангамжийг ашиглалаа. Дээжүүдийн талст фазын чанарын анализын үр дүнг хүснэгт 2-д, тунагч үнс болон хөөний суурь үеийн рентген дифрактограммуудыг зураг 2-д тус тус үзүүлэв.

Хөө, үнсэнд агуулагдаж байгаа талст болон аморф фазын агуулгыг тогтоохдоо бодисын талст бүтцийн судалгаанд өргөн хэрэглэгддэг Ритвельдийн аргад суурилсан фазын тоон анализын аргыг ашиглав. Дээж дэх талст болон аморф фазуудын бодит агуулгыг үнэн зөв үнэлэхийн тулд судлах дээжид зориудаар дотоод стандарт талст фазыг тодорхой хувиар нэмж өгөөд түүний дифрактограммд Ритвельдийн аргаар үр дүнгийн боловсруулалтыг хийдэг. Уг судалгааны ажилд дотоод стандарт талст фазаар цахиурын NIST 640с (Si, 99.99%, 320миш) стандартыг ашиглав. Судалж буй нунтаг дээжид m тооны талст фазуудаас гадна аморф фаз A хэмжээтэй оршин байгаа үед талст болон аморф фазуудын агуулга хооронд дараах холбогдол байна гэж үздэг:

$$\sum_{i=1}^m X'_i = 1 - A, \quad (1)$$

энд: X'_i -дээж дэх i -рталст фазын бодит агуулга.

Харин X'_i болон A хэмжигдэхүүн бүр нь харгалзан дараах томьёонуудаар илэрхийлэгдэнэ [5]:

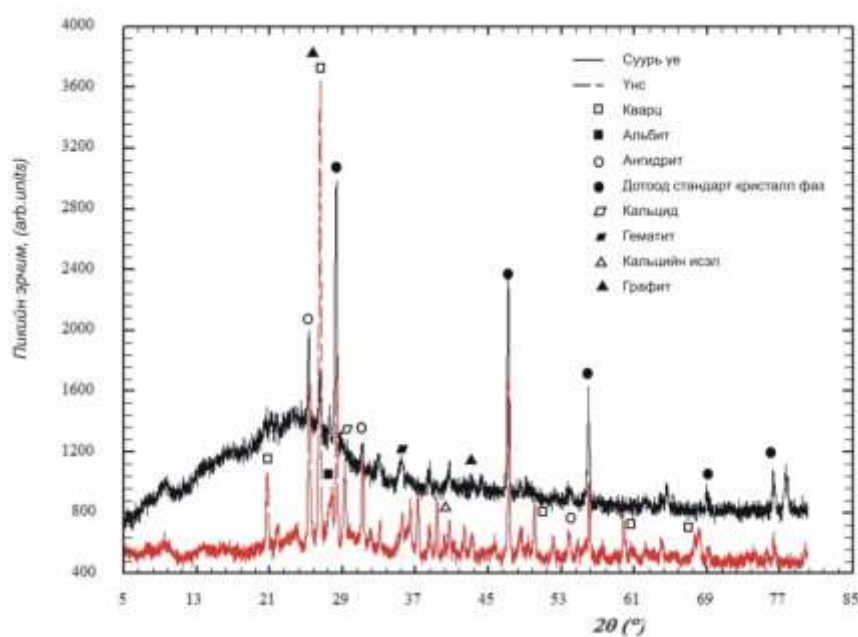
$$X'_i = X_i \cdot \frac{R_s}{X_s} \cdot \left(\frac{1}{1 - R_s} \right), \quad (2)$$

$$A = \left(\frac{1}{1 - R_s} \right) \cdot \left(1 - \frac{R_s}{X_s} \right), \quad (3)$$

энд: R_s -судлах дээжид зориудаар нэмж өгсөн дотоод стандарт талст фазын бодит агуулга,

Хүснэгт 2. Хөө, үнсний рентген дифракцийн фазын чанарын анализын дүн

ICDD өгөгдөлийн сан дахь дугаар	Эрдсийн нэр	Химийн томъёо	Талст бүтцийн өгөгдөл
00-037-1496	Ангидрит	CaSO ₄	Триклин, Bmmb (63), a=6.99Å, b=7.00Å, c=6.24Å, V=305.60Å ³ , Z=4
00-046-1045	Кварц	SiO ₂	Тригональ, P3221 (154), a = 4.91Å, c=5.40Å, V=113.01Å ³ , Z=3
00-076-0603	Гематит	Fe ₂ O ₃	Ромбо, R-3c (167), a=5.03Å, c=13.74Å, V=301.75Å ³ , Z=6
00-0741905	Гипс	CaSO ₄ ·2(H ₂ O)	Моноклин, C12/c1 (15), a=5.68Å, b=15.18Å, c=6.52Å, β=118.38°, V=494.61Å ³ , Z=4
00-024-0719	Гексагидрат	MgSO ₄ ·6(H ₂ O)	Моноклин, A2/a (15), a=24.44Å, b=7.21Å, c=10.11Å, β=98.28°, V=1766.12Å ³ , Z=8
00-026-1079	Графит	C	Ромбо, R3 (146), a=2.45Å, c=10.04Å, V=52.47Å ³ , Z=6
00-081-0464	Геотит	FeO(OH)	Триклин, Pbnm (62), a=4.60Å, b=9.95Å, c=3.02Å, V=138.64Å ³ , Z=4
00-086-2339	Кальцит	Ca(CO ₃)	Ромбо, R-3c (167), a=4.98Å, c=17.12Å, V=368.31Å ³ , Z=6
00-009-0466	Альбит	NaAlSi ₃ O ₈	Моноклин, C12/m1 (12), a=8.14Å, b=12.78Å, c=7.16Å, α=β=90°, γ=87.67°, V=664.84Å ³ , Z=4
00-078-0639	Кальцийн исэл	CaO	Куб, Fm-3m (225), a= 4.80Å, V=110.94Å ³ , Z=4



Зураг 2. Хөөний суурь үе, тунагч үнсний рентген дифрактограмм

Хүснэгт 3. Хөө, үнсний рентген дифракцийн фазын тоон анализын дүн

Эрдсийн нэр	Химийн томъёо	Дээжийн дугаар ба талст болон аморф фазын агуулга, [%]					
		Үнс	Суурь үе	IV-р үе	III-р үе	II-р үе	I-р үе
Ангидрит	CaSO ₄	10.492	3.716	9.307	6.836	6.287	5.418
Кварц	SiO ₂	18.881	0.528	2.489			
Гематит	Fe ₂ O ₃	2.128	2.602				
Гипс	CaSO ₄ ·2(H ₂ O)			0.444	0.859	2.400	4.835
Гексагидрат	MgSO ₄ ·6(H ₂ O)			2.566	4.099		
Графит	C		3.855		3.321	2.572	4.782
Геотит	FeO(OH)					5.872	4.565
Кальцит	Ca(CO ₃)	5.380					
Альбит	NaAlSi ₃ O ₈	9.828					

Кальцийн исэл	CaO	2.822					
Аморф фаз		50.470	89.297	85.192	84.882	82.865	80.397

X_s -дотоод стандарт талст фазын Ритвельдийн аргаар тооцоологдсон агуулга. Энэ нь X_i -ийн адил Р. Ж. Голм, К. Ж. Говард, (1987 он) нарын ажилд үзүүлснээр дараах байдлаар тодорхойлогдоно [5, 6]:

$$X_i = \frac{s_i \cdot (ZMV)_i}{\sum_j^m s_j \cdot (ZMV)_j}, \quad (4)$$

энд: s_i нь i -р талст фазад хамаарах пикийн эрчимийн масштабын коэффициент. $(ZMV)_i$ үржвэрт буй Z нь i -р талст фазын эгэл үүр дэх атом (молекул)-ын тоо, M нь атом (молекул)-ын масс бол V нь эгэл үүрийн эзэлхүүн. Ритвельдийн аргад суурилсан фазын тоон анализын үр дүнг сайжруулахын тулд хэмжилт болон тооцооны систематик алдааг хамгийн бага байлгах хэрэгтэй болдог. Ритвельдийн арга ашиглан хөө, үнсний дээрх дээжүүдэд хийсэн фазын тоон анализын үр дүнг хүснэгт 3-д үзүүлэв.

VI. Үр дүн ба хэлэлцүүлэг

Хөөнд хийсэн фазын тоон анализын дүнгээс үзэхэд түүнд талст тогтоцтой нүүрстөрөгчийн графит бүтэц (Ромбо, R3 (146), $a=2.45\text{\AA}$, $c=10.04\text{\AA}$, $V=52.47\text{\AA}^3$, $Z=6$) болон шатаасан нүүрсэнд агуулагдах элементүүд (S, Ca, Fe, Na, Si, Al, Mg), шаталтын явцад бий болсон нэгдлүүд (CaSO_4 , SiO_2 , Fe_2O_3 , $\text{CaSO}_4 \cdot 2(\text{H}_2\text{O})$, $\text{MgSO}_4 \cdot 6(\text{H}_2\text{O})$, $\text{Ca}(\text{CO}_3)$, $\text{NaAlSi}_3\text{O}_8$) талст бүтэц үүсгэн агуулагдаж байдаг нь тодорхой харагдаж байна. Энэ нь бусад судалгааны үр дүнтэй сайн тохирч байна [7]. Мөн хөөний суух өндөр өсөхөд кальцийн ангидрид буурч байхад, гипс нь өссөн хандлага ажиглагдаж байна. Харин графит нь яндангийн үе бүхэнд харилцан адилгүй, 3-5%-ын хооронд агуулагдаж байна. Хөөний доторхи аморф фазын хэмжээ үнстэй харьцуулахад маш их бөгөөд харин үеийн өндөр ихсэх тусам илт буурч байгаа нь энэ фазын үүсэлд температурын нөлөө их байдгийг харуулж байна. Шаталтын хамгийн их температур шатаж буй нүүрсний гадаргуу дээр ажиглагддаг бөгөөд 1200°C байдаг бол яндангийн дөрөв дүгээр үед 500°C -аас бага болсон байдаг. Ийм учраас идэвхитэй явагдаж байгаа бүсээс гарсан хий яндангаар дамжин гадагшлах явцдаа маш огцом хөрдөгтэй холбоотойгоор ийм аморф бүтэц үүсдэг гэсэн дүгнэлт хийж болох юм.

Анализын дүнд гарч ирж байгаа төмрийн ислүүд нь ихэвчлэн яндангийн материалын зэврэлттэй холбоотой гэж үзэж болох боловч үнс болон яндангийн дээд үеүд дэх хөөнд ажиглагдаж байгаа нь нүүрсэн дэх төмрийн агууламжтай холбоотой гэх дүгнэлтэд хүргэдэг. Иймд үнсэнд агуулагдаж байгаа төмрийн исэл нүүрсний үл шатах хэсэгт агуулагддаг гэдгийг, харин яндангийн дээд үеүдэд илэрч байгаа төмрийн исэл нь шатамхай нэгдэл хэлбэрээр орших хэсэгт орших төмөр агаарын чийг ихтэй хэсэгт очиж конденсацилсанаар үүсдэг болохыг харуулж байна. Фазын тоон анализар үнэлэгдсэн талст фазуудын агуулгын хэмжээнээс үзэхэд нүүрсэнд байгаа төмөр ихэвчлэн шатамхай нэгдэлтэй холбогдсон байдаг байна. Дээж бүрийн рентген дифракто-грамуудад Ритвельдийн аргаар боловсруулалт хийж гарган авсан үр дүнгүүдийн үнэмшил хэр байгааг үзүүлэх шалгуур факторуудын утгуудыг тооцоолоход бүх дээжийн хувьд харгалзан $R_{exp} = 3.14 \div 5.15$, $R_{wp} = 4.16 \div 6.11$, $R_p = 3.29 \div 4.82$, $GoF = 1.40 \div 2.21$ хязгаарт оршиж байв. Энэ нь бидний хөө, үнсэнд хийсэн фазын тоон анализын үр дүн үнэнд нэлээд ойр болсныг харуулж байна. Энэ анализад хөө болон суурь үеийн рентген дифрактограммууд дахь кварц болон графитийн пикүүдийг ялгаж тогтооход нилээд бэрхшээлтэй байсныг тэмдэглэе. Эдгээр талст фазуудын агуулга харьцангуй бага бөгөөд ойролцоо байгаагийн улмаас хамгийн их эрчимтэй пикээс бусад бага эрчимтэй пикүүд ялгагдахгүй байв. Синтетик графитийн рентген дифрактограмм нь Брэггийн өнцгийн $2\theta = 5^\circ - 60^\circ$ мужид 26.8° , (002), 100%; 42.3° , (100), 11%; 44.5° , (101), 9%; 54.9° , (102), 6% гэсэн дөрвөн онцлог пикүүдийг үзүүлдэг (энд жагсаасан гурван тооны эхнийх нь тухайн пикэд харгалзах Брэггийн өнцөг бол хоёрдахь нь дифракц өгсөн хавтгайн Миллерийн индекс, гуравдахь нь тухайн талст фазаас өгөх пикийн харьцангуй эрчим болно). Мөн тасалгааны температурт хэмжигдсэн α -кварцын рентген дифрактограмм нь Брэггийн өнцгийн $2\theta = 20^\circ \div 60^\circ$ мужид 20.8° , (100), 22%; 26.6° , (101), 100%; 50.1° , (112), 14%; 59.9° , (211), 9% гэсэн дөрвөн онцлог пикийг өгдөг. Бидний судалсан хөөний хувьд

графитын эхний пик, кварцийн хоёр дахь пик давхцаж ажиглагдаж байна. Үүнийг ялгахдаа

бид өөр мужид гарч ирдэг өндөр эрчимтэй пикүүдийг авч үзсэн болно.

-
- [1] AndrásGelencsér, “Carbonaceous Aerosol”, Springer, (2004)
 - [2] H.Furutani, S.Tsuge, and S.Goto, "The Dependence of Carbon/Hydrogen Ratio on Soot Particle Size," SAE Technical Paper 920689, (1992)
 - [3] C.K.Law, “Combustion physics”, Cambridge University Press, (2006)
 - [4] P.Lu, C.Li, “Research on soot of black smoke from ceramic furnace flue gas: Characterization of soot”, Journal of hazardous material, **272**, 199, (2012)
 - [5] R.Snellings, L.Machiels, G.Mertens and J.Elsen, “Rietveld refinement strategy for quantitative phase analysis of partially amorphous zeolitized tuffaceous rocks”, *Geologica Belgica*, **13/3**, 183, (2010)
 - [6] R.J.Hill, C.J.Howard, “Quantitative phase analysis from neutron powder diffraction data using the Rietveld method”, *J. Appl. Cryst.* **20**, 467, (1987)
 - [7] A.Minjigmaa, Ts.Zolzaya, E.Bayanjargal, B.Davaabal, J.Temuujin, “Characterization of ash pond ashes from 3rd thermal power plant by SEM/EDX and XRD methods”, *Mongolian Journal of Chemistry* **14** (40), 61, (2013)

Цахилгаан Шүүлтүүр Дотор Явагдах Титэмт Ниргэлгийн Хязгаарын Параметруудийг Тооцоолох нь

Ж.Ванчинхүү, П.Мөнхбаатар, Б.Бат-эрдэнэ, Ш.Мөнхжаргал
Физикийн тэнхим, ШУС, МУИС

Цахилгаан шүүлтүүрт явагдах титэмт ниргэлэг үүсэх болон стример шилжих нөхцөлийг судалж стационар титэмт ниргэлэг явагдаж байх хүчдэл, гүйдлийн хамгийн их ба хамгийн бага утгын хязгаарыг тооцоолов. Түүнчлэн иончлолын коэффициентийн орноос хамаарах хамаарал мэдэгдэж байгаа тохиолдолд титэмт ниргэлгийн асаах хүчдлийн утгыг онолын хувьд гаргах боломжтойг үзүүлж титэмт ниргэлгийн доторхи цахилгаан орон ба ионы түгэлт гаргав.

PACS number: 52.80.Hc, 47.57.-s

I. Оршил

Тодорхой хурдтай хөдөлж байгаа цэнэгтэй бөөмийг цахилгаан оронд оруулахад түүнд орны зүгээс Кулоны хүч үйлчилдэг. Энэ цэнэгийн хөдөлгөөний анхны чиглэл нь орны чиглэлээс ялгаатай байвал бөөм анхны чиглэлээс хазайн орны дагуу хөдөлдөг. Цахилгаан орон дотор хөдөлж байгаа цэнэгт бөөмийн хөдөлгөөний энэ чанарыг ашиглан дисперслэгдсэн жижиг хэсгүүд агуулсан орчныг жижиг хэсгүүдээс нь шүүж цэвэрлэдэг бөгөөд ийм системийг цахилгаан шүүлтүүр гэдэг [1-3]. Тоосны ширхэгүүд, микродуслууд болон бөөмцөр зэргийг агуулсан хий болон дисперслэгдсэн системийг шүүж цэвэрлэхэд ийм цахилгаан шүүлтүүрийг өргөн ашигладаг [4-6]. Шаталтаас ялгарах утаа нь шаталтын явцад үүсэх төрөл бүрийн хий болон хөө тортогийг бүрдүүлэгч харьцангуй том хэмжээтэй бөөмцрүүд (дисперслэгдсэн систем) агуулсан олон фазтай систем байдаг [7,8]. Ийм учраас утааг хөө тортогоос нь цэвэрлэхэд цахилгаан шүүлтүүрийг үр ашигтайгаар ашиглаж болно.

Цахилгаан шүүлтүүрийн шүүх чадвар нь хийн урсгалын хурд, бөөмцрийн хөндлөн чиглэлд хөдлөх дрейфийн хурднаас хүчтэй хамаардаг [1,4]. Харин дрейфийн хурдны хэмжээ нь шүүлтүүрийн доторхи цахилгаан орны түгэлт болон бөөмцрийн цэнэгийн хэмжээнээс хамаарч байдаг [2,3].

Утааны бөөмцрийн цахилгаан статик шүүлтүүр зөвхөн цэнэгтэй бөөмцрийг шүүж чадах учраас бөөмцрийн цэнэг болон шүүлтүүрт өгч буй орны хэмжээ нь шүүлтийн зэрэгт нөлөөлөх гол хүчин зүйлүүд болж байдаг. Цахилгаан оронд байгаа иончлогдсон хийн орчин дотор буй бөөмцрийн олж авах цэнэгийн хэмжээ нь орны утга болон түүний шугаман хэмжээнээс хамаарч байдаг. Цахилгаан шүүлтүүр ашиглан утааны хөө тортогийг шүүхийн тулд бөөмцрүүдийг янз бүрийн процессууд ашиглан цэнэглэж болох

боловч утааны шүүлтүүрт хамгийн тохиромжтой, энгийн хямд төсөр цэнэглэх арга нь титэмт ниргэлэг [2,3,9] юм. Түүнчлэн титэмт ниргэлгийг үүсгэж буй гаднын орныг бөөмцрийг хийн урсгалын бүсээс зайлуулахад давхар ашигладаг. Титэмт ниргэлэг тодорхой нэг хүчдлийн утгаас эхлэн явагдаж эхлэх бөгөөд цаашид хүчдлийг өсгөхөд тодорхой нэг утганд хүрээд ниргэлэг өөр горимд шилжинэ. Энэ тохиолдолд шүүлт явагдахаа больдог. Ийм учраас цахилгаан шүүлтүүрийн ажиллах хязгаар нь титэмт ниргэлэг үүсэх болон түүнээс ниргэлгийн өөр горимд шилжих параметруудийн утгаар тодорхойлогдоно. Энэ өгүүлэлд цахилгаан шүүлтүүрийн дотор явагдах титэмт ниргэлгийн хязгаарын параметруудийг тооцоолох асуудлыг авч үзлээ.

II. Титэмт ниргэлэг, түүний үүсэх нөхцөл

Хоёр электродын хооронд хүчдэл өгөхөд тэдгээрийн хооронд цахилгаан орон үүснэ. Энэ орны түгэлт электродын хэлбэр, харилцан байршлаас хамаарна. Тухайлбал агаар дотор байгаа тэнхлэгүүд нь давхацсан R_0 , r_0 радиустай хоёр цилиндрийн хооронд V хүчдэл өгөхөд тэдгээрийн хооронд үүсэх орон тэнхлэгээс r зайд $E = \frac{V}{r \ln(\frac{R_0}{r_0})}$ байна. Энэ функц r_0 -ийн орчим маш хүчтэй нэгэн төрөл биш чанартай байдаг. Харин орны хамгийн их утга $E_{max} = \frac{V}{r_0 \ln(\frac{R_0}{r_0})}$ дотоод цилиндрийн гадаргуу дээр үүсдэг. Орны энэ утгаар тэнхлэг нь давхацсан цилиндрүүдийн хоорондох орны утгыг илэрхийлбэл

$$E = \frac{E_0 r_0}{r} \quad (1)$$

байна. Энэ орны хүчлэгийн градиент $\frac{\partial E}{\partial r} = -\frac{V}{r^2} \ln(\frac{R_0}{r_0})$ байх учраас орон их муруйлттай хурц электродын орчим маш хүчтэй төрөл бус байна.

Хурц электродын орчимд байгаа электрон хүчтэй орны нөлөөгөөр анодын зүг хөдлөхдөө хурдасч богино зайд их энерги олж авна. Энэ электроны энерги хийн орчны атом, молекулыг иончлох хэмжээнд хүрсэн үед нейтраль бөөмтэй мөргөлдөхдөө түүнийг иончилно. Анхны ба шинээр үүссэн электрон орны үйлчлэлээр дахин хурдасч дахин иончлол явуулна. Титэмт ниргэлэг дотор электронууд ийм байдлаар үржин олширч замдаа эерэг ионуудын мөр үлдсэн анод руу чиглэн хөдөлж байдаг. Электроны ингэж үржин олширох процесс хурц электродын орчим дахь өндөр хүчлэгтэй муж дотор явагдах боломжтой бөгөөд харин электрон хурц электродоос холдож сул орны мужид орох үед электрон чөлөөт замын уртын зайд иончлох хэмжээний энерги олж авч чадахгүй учраас электроны үржин олширох процесс зогсдог. Электрон үржин олширох мужид иончлолоос гадна өдөөлтийн процесс зэрэгцэн явагдаж байдаг учраас хурц электродын орчим сулхан хөх ягаан гэрэл үүсдэг. Энэ хэсгийг титэм гэж нэрлэх бөгөөд энэ утгаар нь хурц электродыг титэмлэгч электрод гэдэг. Энэ мужийн гэрлийн спектрт хөх, ягаан өнгө давамгайлж байдаг нь энэ мужид их энергитэй электронууд байгааг харуулж байгаа хэрэг юм. Шүүлтүүр дотор титэмт ниргэлэг тогтвортой асаж байгаа тохиолдолд бөөмцийн шүүлт тасралтгүй явагддаг тул ниргэлэг стационар байх нөхцөл чухал ач холбогдолтой. Энэ нөхцөлийг судалъя.

III. Ниргэлэг стационар асах нөхцөл

Анод катодын хооронд үүсгэсэн цахилгаан оронд байгаа хий дундуур орны дагуу дрейфлэн хөдөлж байгаа нэг электрон 1 см туулахдаа үүсгэх (атомтай мөргөлдөж) электрон ионы хосын тоог α гэе. Үүнийг Таунсендын иончлолын коэффициент гэдэг. Катодын зүгээс хөдөлсөн N_0 электрон l зам туулахдаа $N_0 e^{\alpha l}$ тооны болж очно. Ийм байдлаар электронуудын үржин олширол явагдана. Нөгөө талаас стационар ниргэлэг явагдаж байхын тулд үржин олширох процессийг бий болгогч анхдагч электронууд байнга үүсэж байх ёстой. Ийм электронууд ион катодыг мөргөсний дүнд явагдах хоёрдогч электроны эмиссээр үүсдэг. Нэг ионы катодоос сугалах электроны тоо $\gamma = \frac{n_e}{n_i}$ -г хоёрдогч электроны эмиссийн коэффициент гэдэг. Тэгвэл нэгэн төрлийн тогтмол орны тохиолдолд ниргэлэг стационар асах нөхцөл дараах хэлбэртэй байна:

$$\alpha L = \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right). \quad (2)$$

энд: L -электродуудын хоорондох зай.

Титэмт ниргэлгийн хувьд орон нэгэн төрөл биш учраас дээрх нөхцөлийг нэгэн төрлийн бус орны тохиолдолд өргөтгөн тодорхойлох ёстой. Нэгэн төрлийн биш орон дотор электрон хөдлөх явцад үүсэх электроны тоо орны утгаас хамаарна. Иймээс иончлолын коэффициент орноос хамаарсан $\alpha = \alpha(E(r))$ функц байна. Нөгөө талаас электронууд атомтай мөргөлдөх үедээ түүнд нэгдэн (аттэчмент) алга болж электроны тоо цөөрөх тул иончлолын коэффициентээс электроны аттэчментийн коэффициент a -г хасаж өгөх хэрэгтэй. Иймд нэгэн төрлийн бус орны тохиолдолд ниргэлэг стационар асах нөхцөл дараах хэлбэрт шилжинэ:

$$\int_{r_0}^R [\alpha(E(r)) - a] dr = K, \quad (3)$$

энд: r_0 -катод буюу титэмлэгч электродын радиус, R -катодын тэнхлэгээс электроны үржин олширох процесс зогсох цэг хүртлэх зай.

Дээрх тэнцэтгэлд агуулагдаж байгаа K коэффициентийг өмнөхийн адил дан ганц хоёрдогч эмиссээр үүсдэг гэж үзэж болохгүй. Энэ нь ниргэлгийн явцад явагдах фотоиончлол, ионы мөргөлт зэрэг процессуудын дүнд үүсэж байгаа электронуудын нийлбэрээр тодорхойлогдоно. Ниргэлгийн явцад электроны шууд иончлолоор үүсэх электронууд бүгдээрээ аттэчментээр алга болж байвал үржин олширох процесс тасарна. Ийм учраас энэ интегралын дээд хязгаар $\alpha(E(R)) = a$ нөхцөлөөр тодорхойлогдоно.

Орчин үеийн ниргэлгийн судалгаануудад эффектив иончлолын коэффициентийн хувьд дараах туршлагын функцийг хэрэглэдэг [3]:

$$\alpha_{эфф} = \alpha(E(r)) - a = 0.14\delta \left(\left(\frac{E}{31\delta} \right)^2 - 1 \right), \quad (4)$$

энд: E [кВ/см]-цахилгаан орон, $\delta = 0.386p/(273 + t)$ -агаарын харьцангуй нягт, p -агаарын даралт, t -Цельсийн температур. Энд буй цахилгаан орны хувьд коаксиаль цилиндрийн орныг авч стационар ниргэлгийн нөхцөлд тооцвол:

$$\int_{r_0}^R \left[0.14\delta \left(\left(\frac{E_0 r_0}{31\delta r} \right)^2 - 1 \right) \right] dr = K. \quad (5)$$

Энэ интегралыг титэмлэгч электродын гадаргуугаас эхлэн электроны үржин олширох процесс дуусах цэг хүртэл буюу $\alpha_{эфф}(R) = 0$ нөхцөлийг хангах цэг хүртэл авах ёстой. Иймээс интегралын дээд хязгаар

$$R = \frac{E_0 r_0}{31\delta} \quad (6)$$

гэж тодорхойлогдох ба интеграл дараах хэлбэрт шилжинэ:

$$\int_{r_0}^{\frac{E_0 r_0}{31\delta}} \left[0.14\delta \left(\left(\frac{E_0 r_0}{31\delta r} \right)^2 - 1 \right) \right] dr = K. \quad (7)$$

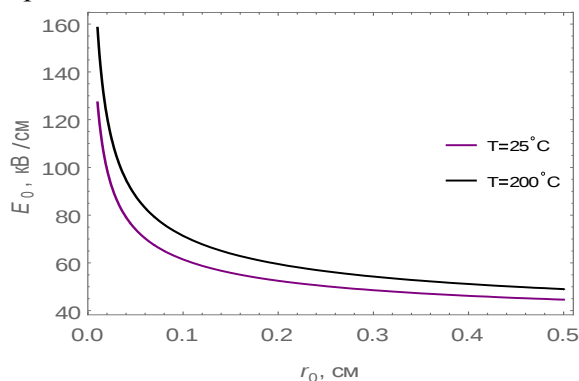
Энэ интегралыг бодвол дараах үр дүнд хүргэнэ:

$$-\frac{E_0 r_0}{31\delta} + \left(\frac{E_0}{31\delta} \right)^2 r_0 - \frac{E_0 r_0}{31\delta} + r_0 = \frac{K}{0.14\delta}.$$

Эндээс стационар титэмт ниргэлэг асахын тулд катодын орон ба титэмлэгч электродын радиусын хооронд дараах харьцаа биелэхийг тогтоож болно:

$$E_0 = 31\delta \left(\sqrt{\frac{K}{0.14\delta r_0}} + 1 \right). \quad (8)$$

Үүнийг Пикийн хуультай [9] жишвэл $K = 0.013$ гэж олдоно. Энэ нь титэмт ниргэлэгтэй цахилгаан шүүлтүүрийн хувьд чухал хэрэглээ бүхий томьёо юм. Энэ томьёог ашиглан стационар ниргэлэг явагдаж байхын тулд катод (титэмлэгч электрод) дээрх орны утга E_0 ба титэмлэгч электродын радиусын хоорондын хамаарлыг температурын өөр өөр утганд гаргаж болно (Зураг 1). Хэдийгээр энэ хууль туршлагын томьёо боловч иончлолын эффектив огтлолын хэлбэр мэдэгдэж байгаа тохиолдолд үүнийг онолын хувьд гаргах боломжтой гэдэг нь эндээс харагдаж байна. Асаах орны утгын энэ илэрхийлийг ашиглан хүчдлийн ямар утганд титэмт ниргэлэг явагдаж эхлэхийг тодорхойлж. Асаах орны утгыг тэнхлэг нь давхацсан цилиндрүүдийн хоорондох орны түгэлтийн томьёонд



Зураг 1. Асаах орны утга титэмлэгч электродын радиусаас хамаарах нь.

орлуулбал ниргэлэг асах хүчдлийн утга титэмлэгч электродын радиусаас хамаарч дараах байдлаар илэрхийлэгдэнэ:

$$V_0 = 31\delta r_0 \ln \left(\frac{R_0}{r_0} \right) \left(\sqrt{\frac{K}{0.14\delta r_0}} + 1 \right). \quad (8)$$

Хүчдлийн энэ утгаас бага $V < V_0$ хүчдлийн утганд титэмт ниргэлэг үүсэхгүй. Харин хүчдлийн энэ утгаас эхлэн ниргэлгийн гүйдэл бүртгэгдэж эхлэх бөгөөд асаах хүчдлийн утганд харгалзах гүйдэл нь титэмт ниргэлэгийн гүйдлийн хамгийн бага утга юм. Энэ гүйдлийн утгыг бид сүүлд гаргах болно. Асаах хүчдлийн утга титэмлэгч болон цуглуулагч электродын радиусаас голлон хамаардаг (Зураг 3).

Титэмт ниргэлэг явагдаж эхлэх E_0 орны утгыг авч үзье. Энэ утгыг янз бүрийн орчинд титэмт ниргэлэг асаах замаар туршлагаар тогтоож болно. Ердийн агаар дотор бие даасан ниргэлэг явж эхлэхэд гүйдлийн утга 1 мкА хүртэл үсэрдэг. Иймээс электродуудын хооронд хүчдэл өгч гүйдлийг хэмжих замаар гүйдлийн үсрэлт эхэлж байгаа хүчдлийн утгыг тодорхойлоод үүнд харгалзуулан ниргэлэг асах үеийн катод дээрх орныг $E_0 = \frac{V}{r_0 \ln \left(\frac{R_0}{r_0} \right)}$

томьёогоор бодож олно. E_0 -г олсон тохиолдолд d титэмлэгч үеийн зузааныг мөн туршлагаар тогтоох боломжтой болно. Титэмлэгч үеийн зузааныг хэмжиж олсноор бага орны мужийн өргөн буюу бөөмцөр цэнэглэгдэх мужийн өргөнийг ч мөн тодорхойлох боломжтой.

IV. Титэмт ниргэлэг дэх цахилгаан орон ба цэнэгийн түгэлт

Бид дээр өгүүлсэн байдлаар гарган авсан 6 нунтаг дээжид рентген дифракцийн судалгааны арга ашиглан бүтцийн анализ хийсний дүнд хөө, үнсний доторхи талст болон аморф фазын агуулга, шинж чанарыг тогтоох судалгааг хийлээ. Судалгаанд MAXima_X XRD-7000 маркийн рентген дифрактометр багажийг ашигласан бөгөөд туршлагад зэс анод, Ni фильтертэй (характеристик шугамын долгионы урт нь $\text{Cu}_{K\alpha 1} = 1.5406 \text{ \AA}$) рентген хоолойн хүчдэл, гүйдлийн утга 40кВ, 30мА, Брэггийн өнцгийн муж $2\theta = 5^\circ - 80^\circ$, гониометрийн өнцгийн алхам $\Delta 2\theta = 0.02^\circ$, нэг өнцөг алхамд детекторын бүртгэх хугацаа $\Delta t = 1.2 \text{ сек}$, цацрагийг багцлагч болон цуглуулагч завсаруудын хэмжээ $DS = 1^\circ$, $SS = 1^\circ$, $RS = 0.3 \text{ мм}$ байх хэмжилтийн нөхцөлд бүх урьдчилан бэлтгэсэн дээж бүрийн рентген дифрактограммуудыг бичиж авав. Хэмжилтийн үр дүнг боловсруулахдаа олон улсад зөвшөөрөгдсөн талст нэгдлийн дифрактограммын ICSD болон ICDD-PDF2 өгөгдөлийн сангуудтай X'Pert HighScore Plus v2.0a програм хангамжийг ашиглалаа.

Дээжүүдийн талст фазын чанарын анализын үр дүнг хүснэгт 2-д, тунагч үнс болон хөөний суурь үеийн рентген дифрактограммуудыг зураг 2-д тус тус үзүүлэв.

Хөө, үнсэнд агуулагдаж байгаа талст болон аморф фазын агуулгыг тогтоохдоо бодисын талст бүтцийн судалгаанд өргөн хэрэглэгддэг Ритвельдийн аргад суурилсан фазын тоон анализын аргыг ашиглав. Дээж дэх талст болон аморф фазуудын бодит агуулгыг үнэн зөв үнэлэхийн тулд судлах дээжид зориудаар дотоод стандарт талст фазыг тодорхой хувиар нэмж өгөөд түүний дифракторгаммд Ритвельдийн аргаар үр дүнгийн боловсруулалтыг хийдэг. Уг судалгааны ажилд дотоод стандарт талст фазаар цахиурын NIST 640с (Si, 99.99%, 320миш) стандартыг ашиглав. Судалж буй нунтаг дээжид m тооны талст фазуудаас гадна аморф фаз A хэмжээтэй оршин байгаа үед талст болон аморф фазуудын агуулга хооронд дараах холбогдол байна гэж үздэг:

$$\sum_{i=1}^m X'_i = 1 - A, \quad (1)$$

энд: X'_i -дээж дэх i -рталст фазын бодит агуулга. Харин X'_i болон A хэмжигдэхүүн бүр нь харгалзан дараах томьёонуудаар илэрхийлэгдэнэ [5]:

$$X'_i = X_i \cdot \frac{R_s}{X_s} \cdot \left(\frac{1}{1 - R_s} \right), \quad (2)$$

$$A = \left(\frac{1}{1 - R_s} \right) \cdot \left(1 - \frac{R_s}{X_s} \right), \quad (3)$$

энд: R_s -судлах дээжид зориудаар нэмж өгсөн дотоод стандарт талст фазын бодит агуулга. Одоо титэмлэгч үеэс цааш орших сул орны мужид ниргэлгийн параметрууд ямар байхыг авч үзье. Сул орны мужид ионууд гүйдэл зөөж хэлхээг битүүрүүлж байдаг. Энэ мужид орон болон ионы түгэлт ямар байхыг Кулоны хууль болон тасралтгүйн тэгшитгэлээс олж болно:

$$\nabla \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (10)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \mathbf{j} = 0, \quad (11)$$

(ρ -сул орны муж дахь огторгуйн цэнэгийн нягт, ϵ_0 -цахилгаан тогтмол). Энэ мужид ион үүсэх болон устах процесс явагдахгүй учраас тасралтгүйн тэгшитгэлийн эхний гишүүн тэгтэй тэнцүү байна. Ерөнхий тохиолдолд ионы гүйдлийн нягт дараах хэлбэрээр илэрхийлэгдэх ёстой:

$$\mathbf{j} = \mu \rho \mathbf{E}, \quad (12)$$

энд: μ -ионы хөдлөц, $\mathbf{E}$ -тухайн цэг дээрх орон. Агаар дотор үүсэх сөрөг ионы хөдлөц орноос сул хамаардаг учраас түүнийг цаашид тогтмол гэж үзэж болно. Авч үзэж буй систем тэнхлэгийн тэгш хэмтэй бөгөөд тэнхлэгийн дагуу орон өөрчлөгдөхгүй учраас цилиндр координатын системд дээрх тэгшитгэлүүд дараах хэлбэрт шилжинэ:

$$E_r \frac{\partial \rho}{\partial r} + \frac{\rho^2}{\epsilon_0} = 0, \quad (13)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(rE_r)}{\partial r} = \frac{\rho}{\epsilon_0}. \quad (14)$$

Эхний тэгшитгэлээс E_r -г олбол

$$E_r = -\frac{\rho^2}{\epsilon_0 \frac{\partial \rho}{\partial r}}. \quad (15)$$

Үүнийг дараагийн тэгшитгэлд орлуулбал

$$r \rho \frac{\partial^2 \rho}{\partial r^2} - \rho \frac{\partial \rho}{\partial r} - 3r \left(\frac{\partial \rho}{\partial r} \right)^2 = 0. \quad (16)$$

тэгшитгэлд хүргэнэ. Энэ тэгшитгэлийн ерөнхий шийд

$$\rho = \frac{C_2}{\sqrt{r^2 - C_1}}. \quad (17)$$

Сөрөг титэмт ниргэлгийн титэмлэгч электродын орчим хүчтэй орон дотор үүссэн электронууд агаар дотор байгаа цахилгаан сөрөг чанартай молекулуудад «урхидагдаж» сөрөг ионууд үүсгэх ба эдгээр нь орны эсрэг чиглэн анодын зүг хөдөлж хэлхээг битүүрүүлж байдаг. Хэлхээг битүүрүүлэгч энэхүү ионы гүйдлийн нэгж уртад ноогдох хэсэг нь $I = I'/l = \rho u S/l = 2\pi r \rho \mu E$ байх ба эндээс цэнэгийн нягт

$$\rho = \frac{I}{2\pi r \mu E} \quad (18)$$

байна. Тэгвэл титэмлэгч үеийн төгсгөл дээр дараах нөхцөлүүд хүчинтэй байна:

$$\rho(r = r_0) = \frac{I}{2\pi r_0 \mu E_0}, \quad (19)$$

$$\left. \frac{\partial \rho}{\partial r} \right|_{r=r_0} = -\frac{I}{2\pi \mu E_0 r_0^2}, \quad (20)$$

энд: E_0 -асаах орны утга. Эдгээрийг ерөнхий шийдэд тооцвол шийд дотор байгаа тогтмолууд $C_1 = 0$, $C_2 = \frac{I}{2\pi \mu E_0}$ болж ниргэлгийн бага орны мужид ионы гүйдлийн нягт

$$\rho = \frac{I}{2\pi \mu E_0 r} \quad (21)$$

болно. Үүнийг орныг тодорхойлох тэгшитгэлд тооцон цахилгаан орны түгэлтийг олж болно:

$$E_r = \frac{r_0 E_0}{r} + \frac{I}{2\pi\mu\epsilon_0 E_0} \left(1 - \frac{r_0}{r}\right). \quad (22)$$

Харин цэнэгийн нягтын түгэлт тухайн цэг дээрх орны утгаар тодорхойлог-доно гэж үзвэл ионы гүйдлийн нягт

$$\rho = \frac{I}{2\pi\mu E_r r} \quad (23)$$

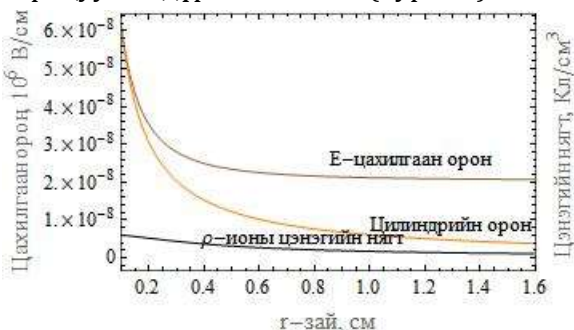
байна. Үүнийг Гауссын теорем буюу орныг тодорхойлох тэгшитгэлд тооцвол дараах хэлбэрт шилжинэ:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(rE_r)}{\partial r} = \frac{I}{2\pi\mu\epsilon_0 E_r r}. \quad (24)$$

Энэ тэгшитгэлийн шийдийг олохын тулд хувьсагчийг ялгаж r_0 -оос r хүртэлх хязгаарт интегралчилж $E_r(r_0) = E_0$ болохыг санавал r радиуст харгалзах цэг дээрх цахилгаан орны утга:

$$E_r = \sqrt{\frac{I}{2\pi\mu\epsilon_0} \left(1 - \frac{r_0^2}{r^2}\right) + \left(\frac{r_0 E_0}{r}\right)^2}. \quad (25)$$

Бид (23), (25) илэрхийллүүдийг ашиглан титэмт ниргэлгийн цахилгаан орон болон ионы цэнэгийн нягтыг цилиндрийн оронтой харьцуулан дүрсэлж болно (Зураг 2).



Зураг 2. Титэмт ниргэлгийн доторхи цахилгаан орон ба ионы цэнэгийн нягтын түгэлт

Дээр гаргасан орны илэрхийллүүд аль ч тохиолдолд гүйдэл тэг утгатай байх үед коаксиаль цилиндрийн орныг өгч чадахаас гадна хязгаарын гүйдлийн зөв утгыг ч өгдөг. Гэхдээ эхний илэрхийлэл нь вольт-амперийн характеристикийн зөв илэрхийллийг өгдөггүй гэдгийг тэмдэглэе.

V. Титэмт ниргэлэг стримерт шилжих нөхцөл

Цахилгаан орны (25) илэрхийллийг

$$E_r = \sqrt{\frac{I}{2\pi\mu\epsilon_0} + \left(E_0^2 - \frac{I}{2\pi\mu\epsilon_0}\right) \frac{r_0^2}{r^2}} \quad (26)$$

хэлбэртэйгээр бичиж харвал электродын хоорондох орон титэмлэгч электродоос холдох тусам буурах бөгөөд харин гүйдлийн хүчнээс хамаарч квадрат язгуур хуулиар өснө. Ийм хамаарал хүчин төгөлдөр үйлчилж байх үед титэмт ниргэлэг үргэлж тогтвортой асдаг. Коаксиаль цилиндрийн хооронд өгч байгаа хүчдлийн утгаас хамаарч энэ хамаарал өөрчлөгдөж болно. Өгч буй хүчдлийн утгаас хамаарч гүйдэл өснө. Гүйдлийн (гаднаас өгч буй хүчдлээр тодорхойлогдоно) тодорхой утганд электродуудын хоорондох орны түгэлт дээрх түгэлтээс өөр хэлбэрт шилжих тэр гүйдлийн утгыг олъё. Дээрх хуулиас харахад гүйдлийг ихэсгэх тусам язгуур дор байгаа илэрхийллийн хоёрдугаар гишүүн багассаар гүйдлийн тодорхой нэг утганд тэг болно. Энэ үед электродын хоорондох орон нэг тогтмол жигд утганд хүрнэ. Ийм жигд нэгэн төрлийн орон дотор хий маш хялбархан нэвт цохигддог.

Титэмт ниргэлгийн орны түгэлтийн (25) томъёоноос гүйдлийн хамгийн бага утга тэг байхыг гаргаж болно:

$$I_{min} = 0. \quad (27)$$

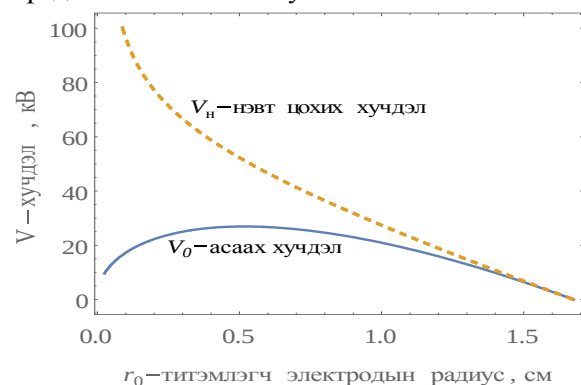
Энэ үед цахилгаан орны түгэлт коаксиаль цилиндрийн хоорондох орны түгэлттэй адил байна. Харин гүйдэл ихэссээр

$$I_{max} = 2\pi\mu\epsilon_0 E_0^2 \quad (28)$$

утганд хүрэх үед цилиндрийн хоорондох орны түгэлт нэгэн төрөл

$$E_r = E_0$$

утгатай болно. Гүйдлийн хэмжээ I_{max} утга хүрэхэд электроны үржин олширох процесс стримерт [10] шилжиж хий нэвт цохигдох учраас энэ нь титэмт ниргэлэгт ажиглаж болох гүйдлийн хамгийн их утга юм.



Зураг 3. Титэмт ниргэлгийн асаах хүчдэл болон нэвт цохигдох хүчдэл титэмлэгч электродын радиусаас хамаарах нь ($R = 1.675$ см)

Стример үүссэнээр титэмт ниргэлэг очит цахилалтад шилжих ба энэ тохиодолд электродуудын хоорондох хүчдэл буурч шүүлтийн процесс зогсдог. Ийм учраас стример шүүлтийн процессийг дээд талаас нь хязгаарлагч үзэгдэл болдог. Үүнд харгалзан титэмт ниргэлгийн гүйдлийн авч болох хамгийн их утга $I_{max} = 2\pi\epsilon_0 E_0^2$ байна.

Эндээс үзэхэд стример үүсэхийн тулд огторгуйн цэнэгийн үүсгэж байгаа орон гаднын оронтой жишихүйц болдог байна. Стример үүсэх буюу нэвт цохигдох хүчдлийн утгыг гаргая (Зураг 3). Хий нэвт цохигдох үед орон

$E_r = E_0$ тогтмол утгатай болох учраас түүнд харгалзах нэвт цохилтын хүчдэл

$$V_n = \int_{r_0}^R E_r dr = E_0(R - r_0). \quad (29)$$

Энэ томъёоноос титэмлэгч электродын радиус өсөхөд титэмт ниргэлгээс стримерт шилжих буюу хий нэвт цохигдох хүчдлийн утга шугаман хуулиар буурах зүй тогтол харагдаж байна. Гэтэл асаах орны утга титэмлэгч электродын радиусаас $\sqrt{1/r_0}$ хуулиар хамаардаг учраас титэмлэгч электродын радиус өсөх тусам асаах хүчдлийн утга шугаман хуулиас гаждаг.

-
- [1] Ж.Ванчинхүү, Б.Бат-эрдэнэ, "Цахилгаан статик шүүлтүүрийн шүүх чадварыг түүний хэлбэр хэмжээтэй уялдуулан тооцоолох нь", МУИС, Эрдэм шинжилгээний бичиг, Физик, **425** (19), 37, (2015)
 - [2] В.И.Левитов, И.К.Решидов и др. "Дымовые электрофилтры", Издательство Энергия, (1980)
 - [3] K.Parker, "Electrical operation of electrostatic precipitators", The institution of engineering and technology, (2007)
 - [4] H.J.White, Ind. Engineering Chem, **47**, 932, (1955)
 - [5] K.Yan, "Electrostatic precipitation 11th International Conference on Electrostatic Precipitation", Hangzhou, (2008)
 - [6] V.Thonglek, T.Kiatsiriroat, J. Eng. Technol. Sci., **46** (3), 271, (2014)
 - [7] C.E.Brennen, "Fundamentals of multiphase flow", Cambridge University Press, (2005)
 - [8] M.W.McElroy, R.C.Carr and et. al. Science, **215** (4528), 13, (1982)
 - [9] М.Н.Лившиц, В.М.Моисеев, "Электрический явления в аэрозолях и их применение", Издательство Энергия, (1965)
 - [10] А.В.Ивановский, ЖЭТФ, Т66, Выпуск **8**, 59, (1996)

Установлено, что выход фуллеренов зависит в первую очередь от давления газовой среды, которое диктует частоту столкновений малых углеродных кластеров и условия охлаждения синтезированных молекул. На рис.2 представлены зависимости массовой доли фуллеренов от давления гелия в реакторной камере при разных значениях тока электрической дуги.

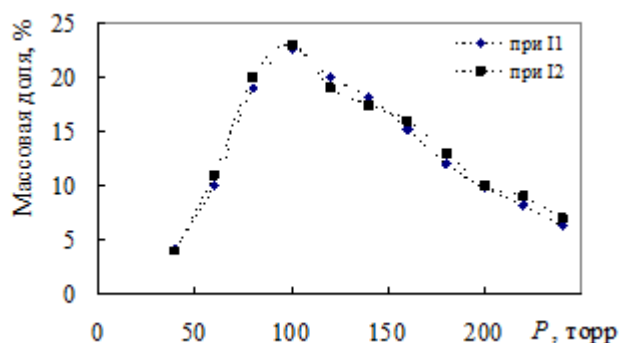


Рис.2. Зависимость массовой доли фуллеренов от давления гелия в реакторной камере (I1=30 и I2=40А)

После выпаривания растворителей получают порошки фуллеритов с соответствующим количеством атомов углерода (C60, C70, C80, C84, C96). После экстракции, хроматографического разделения и испарения растворителя порошок фуллерита C60 содержит кристаллиты размером 5...20 мкм. На рис. 3 представлен типичный вид кристаллов порошка фуллерита C60, а на рис. 4 — рентгеновская дифрактограмма, отражающая ГЦК структуру кристаллов C60.

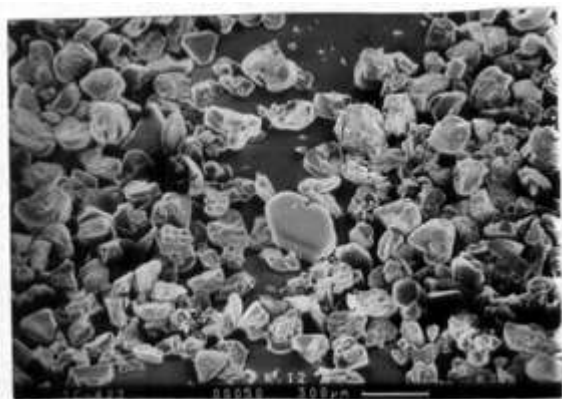


Рис. 3. Порошок фуллерита, полученного из фуллереносодержащей черни (растворитель — толуол)

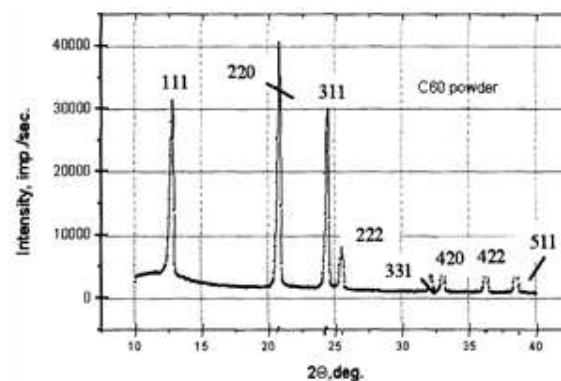


Рис. 4. Рентгеновская дифрактограмма порошка C60

III. ОДНОСТЕННЫЕ УГЛЕРОДНЫЕ НАНОТРУБКИ.

Углеродные нанотрубки получали на тот же технологическом комплексе, что и фуллерены. Однако, в сравнении с синтезом фуллеренов, образование углеродных нанотрубок происходит в существенно отличающихся условиях. Для зарождения и роста углеродных нанотрубок необходим катализатор (обычно переходной металл). Кроме того, давление газовой среды в реакторной зоне для получения углеродных нанотрубок должно составлять 400-600 торр. Углеродные нанотрубки, как и фуллерены, окутаны УДАУ. Выделение углеродных нанотрубок осуществляли кипячением в азотной кислоте (удаление каталитического металла) и прокаливанием на воздухе при $T=500^{\circ}\text{C}$ (удаление УДАУ). Долевой состав углеродных нанотрубок в продуктах электродуговой деструкции графита сильно зависит от давления гелия в реакторной камере. Изменение значений электрического тока дуги существенно не изменяет долю углеродных нанотрубок в продуктах реакции. Зависимости массовой доли углеродных нанотрубок от режимов дугового разряда показаны на рисунке 5, а вид углеродных нанотрубок, высаженных на сетчатую подложку Al_2O_3 представлен на рис. 6.

Отсюда следует, что для получения углеродных нанотрубок методом электрического дугового разряда давление гелия в реакционной камере 500 торр. является наиболее благоприятным.

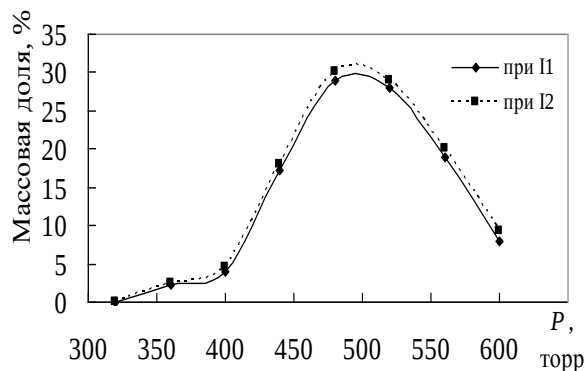


Рис.5. Зависимость массовой доли углеродных нанотрубок от давления гелия в реакторной камере ($I_1=30, I_2=40$ А)

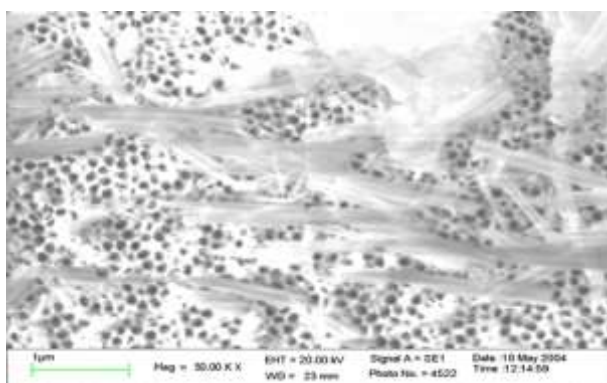


Рис.6. Конгломераты углеродных нанотрубок, высаженных на сетчатую подложку Al_2O_3

Композиционные материалы на основе металлов и углеродных наночастиц

Композиционные материалы металл – углеродные наночастицы получали в дуговом разряде в гелиевой среде при давлении $(13 - 65) \cdot 10^3$ Па на той же установке, на которой синтезировали фуллерены и УНТ. В процессе дугового разряда происходит интенсивная деструкция анода, при этом наряду с образованием наночастиц на охлаждаемой поверхности катода образуется осадок, который, содержит: графит, фуллерены и ультрадисперсные агрегаты углерода. Катодный осадок (депозит) в виде пористого гриба с переменной плотностью вырастает всегда при электродуговом синтезе фуллеренов или углеродных нанотрубок. В процессе получения композиционных материалов металл – углеродные наночастицы варьировались как материал катода, так и технологические условия: давление гелия в реакционной камере, расстояние между электродами, значение тока дуги, тепловой режим при осаждении и последующем охлаждении материала.

Изменение давления гелия изменяет соотношение количеств синтезируемых фуллеренов, углеродных нанотрубок, ультрадисперсных агрегатов углерода, ибо молекулы гелия при столкновении с элементами деструкции графита изменяют их энергию и свободный пробег, обеспечивая, таким образом, при разных давлениях более благоприятные условия синтеза того или другого продукта.

При больших токах наблюдается образование кратеров, плавление края катода, появление капель металла на поверхности. Малые токи не обеспечивают стабильности горения дуги. При прочих идентичных условиях изменение расстояния между электродами приводит к изменению плотности потока частиц и значений их энергии при соударении с катодом.

Температура катода влияет на структуру композиционных материалов металл – углеродные наночастицы, т. к. она в значительной мере определяет диффузионные процессы при конденсации и последующей перестройке структуры сконденсированных слоёв. Время осаждения влияет не только на толщину слоя композиционного материала, но существенно изменяет режимы дугового разряда и конденсации (ток, температуру и т.д.).

Проведенные исследования структуры и свойств композиционных материалов, полученных при разных режимах, позволили выявить технологические условия, обеспечивающие получение плотных, однородных (без кратеров и наростов) материалов, имеющих высокую электропроводность, характерную для металлов. Совокупность свойств такого материала обеспечивает его применение для изготовления функциональных покрытий [4].

Таким образом, установлено, что используя электродуговым методом можно получать сплавы на основе металлов и углеродных наночастиц с высоким твёрдостью и электропроводностью, характерной для металлов.

IV. ФУЛЛЕРИДЫ

Другой тип композиционных материалов был получен методом испарения и совместной конденсации фуллеренов и металлов в вакууме на различных подложках. Металл-фуллереновые пленки при некоторых долевых соотношениях атомов металла и молекул C_{60} структурно представляют собой систему

электропроводящих частиц металла, разделенных небольшими промежутками из полупроводниковых наночастиц. Электрически такие структуры эквивалентны серии подключенных конденсаторов и, следовательно, их полное сопротивление уменьшается при увеличении частоты переменного тока [5].

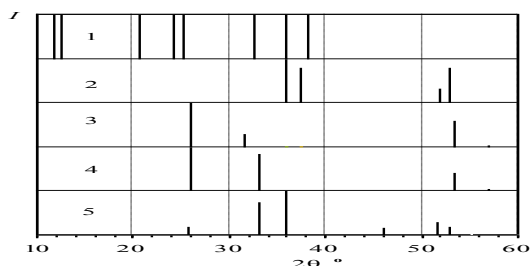


Рис. 7. Штриховые рентгенограммы фуллерита, олова и их сплавов: 1 — C_{60} ; 2 — Sn; 3 — Sn + 8,9 % C_{60} ; 4 — Sn + 10,5 % C_{60} ; 5 — Sn + 18,5 % C_{60}

Установлено, что допирование металлов фуллеренами приводит к значительному повышению прочности материала, снижению коэффициента трения, изменению

электрических, оптических и других свойств материала

Для систем Cu- C_{60} и Sn- C_{60} при некоторых соотношениях числа молекул C_{60} и числа атомов металла на дифрактограммах наблюдаются рефлексы, которые не принадлежат ни металлу, ни фуллериту. Штриховые рентгенограммы фуллерита, олова и их сплавов, приведенные на рис.7 демонстрируют этот экспериментальный факт. (Подчеркнём, что химическое взаимодействие между атомами как меди, так и олова с атомами или молекулами углерода никем не наблюдалось, а растворимость атомов углерода в решётках меди и олова очень мала [6]). Отсюда следует, что для получения углеродных нанотрубок методом электрического дугового разряда давление гелия в реакционной камере 500 торр. является наиболее благоприятным.

- [1] Э.М.Шпилевский, Э.М.Шпилевский, В.Ф.Стельмах, Фуллерены и фуллереноподобные структуры-основа перспективных материалов, Т. 74. 6. С. 106, (2001).
- [2] С.В.Адашкевич, К.В.Войтик, А.С.Дрозд, В.Е.Матюшков, И.А.Самарин, В.Ф.Стельмах, Э.М.Шпилевский, Устройство для получения фуллеренов, Патент РБ, МПК 6 В 01J 19/00.
- [3] С.В.Адашкевич, О.А.Ивашкевич, А.Г.Солдатов, В.Ф.Стельмах, Э.М.Шпилевский, Т.М.Шункевич, Патент на полезную модель 78 РБ, МПК 6 В 01D 11/00. Устройство для экстракции растворимых веществ // (Республика Беларусь); БГУ.— № u 19990059; Заявлено 29.04.99.
- [4] Э.М.Шпилевский, Г.Г.Горох, Э.М.Шпилевский, Функциональные покрытия, содержащие фуллерены. //Высокие технологии в промышленности России. Наноинженерия. Москва. МГТУ им. Н.Э.Баумана, С, 82, (2014)
- [5] П.А. Витязь, Фуллерены в матрицах различных веществ // П.А.Витязь, Э.М.Шпилевский ИФЖ. Т.85, 4. С. 718, (2012)

- [6] Р.П. Эллиот, Структуры двойных сплавов. Т. 1.— М.: Металлургия, С. 456, (1970)

Свойства Фуллерен Содержащих Материалов-Новые Возможности для Сенсоров

Э.М.Шпилевский¹, П.Тувшинтур², Г.Шилагарди^{2*}, С.А.Филатов¹,
А.Г.Солдатов³

¹Институт тепло- и массообмена им. А.А. Лыкова НАН Беларуси, 220072, Минск, ул.
П.Бровки, д.15, Беларусь

²Национальный университет Монголии, Улан-Батор, Монголия

³Научно-практический центр по материаловедению НАН Беларуси, 220072, Минск, ул.
П.Бровки, д.19, Беларусь

Металл-фуллереновые пленки и структуры являются хорошими сорбентами. Наши исследования электрических свойств тонких пленок Al – C60, Ag – C60, Cu – C60 разного состава (изменялось соотношение числа атомов металла в расчете на одну молекулу фуллерена NMe : NC60) показали высокую чувствительность их электрического сопротивления к сорбции кислорода [1,2]. Используя в качестве подложки анодно окисленный алюминий с упорядоченной ячеисто-пористой структурой, достигнуты изменения электрического сопротивления на десятки процентов, что указывает на хорошую перспективу для использования подобных структур в качестве сорбционных датчиков. Такие структуры, благодаря развитости поверхности, имеют высокую адсорбционную способность. А изменение долевого соотношения металла и фуллеренов обеспечивает селективность к конкретному адсорбату.

На основе фуллереновых и металлических частиц можно создавать структуры двух типов: островковые (т.е. с изолированными включениями металла) и сетевые (т.е. с соединяющимися между собой включениями металла). При адсорбции на островковых структурах происходит значительное изменение плазменных частот, зависящее от концентрации и типа адсорбата. Это позволяет кроме использования резистивного метода контроля сорбционных датчиков, использовать

метод оптической спектроскопии. При исследовании спектров пропускания наноструктур Au–C60, Ag–C60, Cu–C60 в видимом и ближнем ИК диапазонах установлено, что спектральное положение и интенсивность полосы резонансного плазмонного поглощения зависят от параметров наноструктур C60 – Cu и состава окружающей среды [3].

Образование фаз в металл-фуллереновых структурах [2] позволяет технологическими методами добиваться для них желаемых характеристик и высокой избирательности адсорбции. По этим параметрам видно, что фуллеренсодержащие материалы являются перспективными для сенсорных устройств как резистивного, так и фотоэлектрического типа.

Используя тензoeлектрический эффект могут быть построены тензодатчики на металл-фуллереновых пленках. Металл-фуллереновые пленки имеют высокий коэффициент тензочувствительности (более 10, в то время как самый высокий для металлов - для платины он 1,6) .

Таким образом, сочетание адсорбционных, электрических и оптических свойств, которыми обладают фуллеренсодержащие материалы, позволяют расширить линейку сорбционных датчиков, а тензoeлектрические свойства – тензодатчиков..

-
- [1] P.A.Vityaz, E.M.Shpilevsky, Fullerenes in matrices of different substances, Journal of Engineering Physics and Thermophysics, 780, (2012)
- [2] Э.М.Шпилевский, Структура и физические свойства металл-фуллереновых тонких пленок, Вакуумная наука и технология, 73, (2014)
- [3] Э.М.Шпилевский, Г.Г.Горох, М.Э.Шпилевский, Функциональные

покрытия, содержащие фуллерены, Высокие технологии в промышленности России. Нанотехнология. Москва. МГТУ им. Н.Э.Баумана, 82, (2014)

*Electronic address: gshilagardi@yahoo.com

ANSYS Программын Шилжилтийн Горимын Динамик Аргачлалаар Пуужингийн Хатуу Түлшний Хөдөлгүүрийн Цэнэгийг Судалсан нь

Ө. Батбаяр, Ли Жуо

Өвөрмонголын Аж Үйлдвэрийн Их сургууль, Хөх хот, Өвөрмонголын Өөртөө Засах Орон, БНХАУ

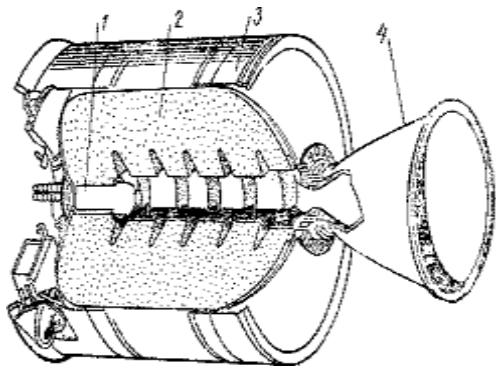
Ansys программын геометр загварчлалаар ХТХ-ийн 2-D, 3-D загварыг бүтээж, шилжилтийн горимын динамик аргачлалын Пронийн (Prony) цувааг ашиглан хатуу түлшний харимхай зуурамтгайн шинжийн онцлогийг хугацаанаас хамааран өөрчлөгдөж буйг хүчдэлийн хариу үйлдлээр харууллаа.

Analysis of transient dynamics characteristics of solid-propellant rocket motor is an important part of investigation of the rocket motors stability work. Using Ansys finite element program in this paper created 2-D, 3-D models of solid rocket motors, using an exponential Prony series, obtained the stress relaxation modulus time-varying master curve. The results show that the method can easily applied to the dynamic analysis of solid-propellant rocket motors, propellant grains has viscoelastic properties.

PACS numbers : 02.70.Dh, 62.20.Hg, 46.35.+z, 62.50.-p

I. ОРШИЛ

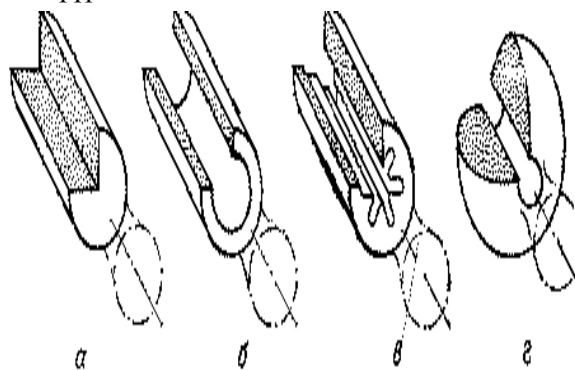
Пуужин бол түүний түлшний зарим хэсэг шатан гадагшаа урсан гарах үед үүсэх тийрэлтэт хүчний үйлчлэлээр хөдөлдөг нисдэг төхөөрөмж. [1] Пуужинг жолоодлоготой болон жолоодлоггүй гэж ангилдгаас олон шатлалтай, дан шатлалтай гэж бүтцийн хувьд ялган үздэг. Зориулалтаасаа хамааран өөр өөр бүтэцтэй ямар ч пуужинд байдаг гол эд ангийн нэг бол тийрэлтэт хөдөлгүүр юм. Тийрэлтэт хөдөлгүүр нь олон төрөл байдгаас шингэн түлшний, хатуу түлшнийхийг нь илүүтэй ашигладаг. Хатуу түлшний хөдөлгүүрийн (ХТХ) бүтэц зохион байгуулалт нь хялбар, илүү найдвартай, угсран бүтээсний дараа удаан хугацааны турш ашиглаж болдог тул голдуу цэргийн баллистик пуужингуудад хэрэглэдэг.



Зур1 Хатуу түлшний цилиндр хэлбэртэй хөдөлгүүрийн бүтэц: 1- ноцоогч, 2- хатуу түлш, 3-их бие, 4- чиглүүлэгч хоолой

Цилиндр хэлбэртэй хатуу түлшний хөдөлгүүрийн загварыг 1-р зурагт үзүүлээ [2, 3]. Сүүлийн үед бодит байдал дээр хэрэгжүүлэх туршилтын оронд ТБМ дээр судлагдахууны загварыг зохион бүтээж өндөр нарийвчлалтай тооцоо шинжилгээ хийж, туршилтанд

зарцуулагдах хөрөнгө зардлыг хэмнэн, цаг хугацаа хожих хандлага түгээмэл болж байна. Тиймдээ ч осол аюулд тодорхой хэмжээгээр эрсдэлтэй ХТХ-ийн компьютер загварчлалын судалгаа хурдтай хөгжиж байна. Хатуу түлшний цэнэг бол хөдөлгүүрийг бүрдүүлэгч гол эд ангийн 1 юм. Түүнийг дулаан тусгаарлагч хамгаалалтын хучилтаар ороож хөдөлгүүрийн их биед бат бэхэлдэг.



Зур. 2 Хатуу түлшний өөр өөр хэлбэртэй цэнэгүүд.

2а зурган дээр үзүүлсэн шиг цул түлшний цэнэгийг хөдөлгүүрт барагтай бол ашигладаггүй. Ийм загварын цэнэгийн гадаргууны шатах хурд тогтмол ч түрэлтийн хүчийг өндөр байлгахын тулд том хэмжээтэй хийхийг шаарддаг [3,4]. Ийм хэлбэртэй түлш шатах явцад үүсэх хэт их дулаанаас ХТХ-ийн их биеийг хамгаалах нь хүндрэлтэй болдог. Үүнээс улбаалж түлшин дотор янз бүрийн хэлбэртэй суваг цоолж оруулснаар хөдөлгүүрийн зүтгүүрийг өөрчлөн тохируулж болдог. ХТХ-ийг зөөн тээвэрлэх, хадгалах явцад гулсалтаас үүдэлтэйгээр цэнэгийн хэмжээ, хэлбэр өөрчлөгдөж үүнээс үүдэн түлш тооцолж бодсоны дагуу шаталгүй хөдөлгүүрт элдэв алдаа, аюул учруулах

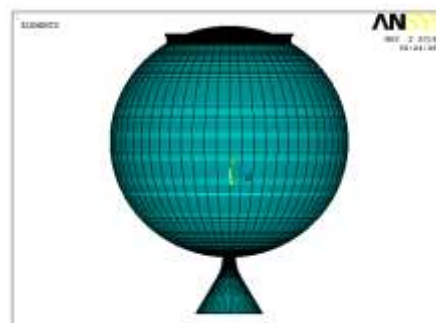
эрсдэлтэй. Иймд ашиглалтын янз бүрийн горимд түлшний шаталт, өөрчлөлтийг урьдчилж сайн тооцон судлах ёстой ба түлшний шугаман болон шугаман бус харимхай зуурамтгай шинж чанарын судалгаанд илүүтэй анхаарах шаардлага үүсдэг [2, 3, 6, 12, 16].

II. ANSYS ПРОГРАММ

Ansyes бол сүүлийн 40 жилийн турш өндөр хурдтай тархан хөгжиж буй өргөн цар хүрээтэй программын систем юм. ANSYS нь Multiphysics, Mechanical, Structural, Workbench, Fluent, Linear Plus гэх мэт өөр өөр зориулалт ажиллагаатай дэд программуудад хуваагддаг ба судлаач хүн өөрийн мэргэжил, шийдвэрлэх гэж буй асуудал, бодлогоосоо хамаарч алиныг нь сонгохоо өөрөө шийдэн компьютертоо суулган ажилуулдаг. ANSYS программд 150-аас дээш төрөл зүйлийн төгсгөлөг элементууд агуулагддаг ба тэднийг ашиглан инженерийн автомат тооцооны (Computer-Aided Engineering, CAE) салбарын мэргэжилтнүүд деформцлагддаг хатуу биеийн тогтвортой, тогтворгүй, шугаман болон шугаман бус, 2 эсвэл 3 хэмжээст орон зайн янз бүрийн угсармал бүтэц, зохион байгуулалттай системийн механикийн бодлогууд, дулаан дамжуулалт, солилцоо, хий, шингэний урсгал, цахилгаан, соронзон динамикийн хүнд бодлогуудыг боддог. Энэ программын ажиллагааг 2 горимоор хэрэгжүүлдгийн эхнийх нь Motif фирмын боловсруулсан суурь дээр тулгуурласан цэсийн цонх, үйлдлийн хавтан дээрх ажиллагааг сонгон өгөгдлүүдийг оруулж программыг удирддаг. Харилцан нөлөөлөх interactive гэгдэх энэ горимоор гүйцэтгэсэн үйлдэл бүрийнхээ үр дүнг инженер шууд үзэх боломжтой. Нөгөө горимоор хэрэгжүүлэх ажиллагааг APDL буюу ANSYS Parametric Design Language хэл дээр бичсэн тушаалуудыг лавлах ном ашиглан судлаач командын цонхонд өөрөө бичиж эсвэл text буюу бичмэл файлаас хуулан оруулж ажлаа гүйцэтгэнэ. ANSYS/Mechanical программ дээрх тооцоог боловсруулахдаа судлаач хүн нэгт төгсгөлөг элементээ сонгож, геометр загварыг нь бүтээн торонд хуваагаад, өгөгдлүүдийг оруулж ачааллаад бодлогын хариу, үр дүнг үзээд зөв бурууг шинжин дүгнэнэ гэсэн 3 үе шатлалаар хэрэгжүүлдэг. Бодлогын төрөл, өгөгдлөөс хамаарч программын дүн шинжилгээг статик, завсрын шилжилтийн динамик, модал, гармоник, спектраль ажиллагаануудын аль нэгээр сонгон хийнэ. Ansys дээр 3-1 зурагт үзүүлсэн шиг ХТХ-ийн 2 хэмжээст тал загварыг бүтээн түүнийгээ 360 хэм эргүүлж 3-2 зураг дээрх эзлэхүүнт биеийг бүтээж болдог.



Зур. 3-1 Дугуй ХТХ-ийн 2



Зур.3-2 Дугуй ХТХ-ийн 3

Шугаман бүтцийн хувьд Ansys-ын завсрын шилжилтийн горимын динамик тэнцвэрийн ерөнхий тэгшитгэл

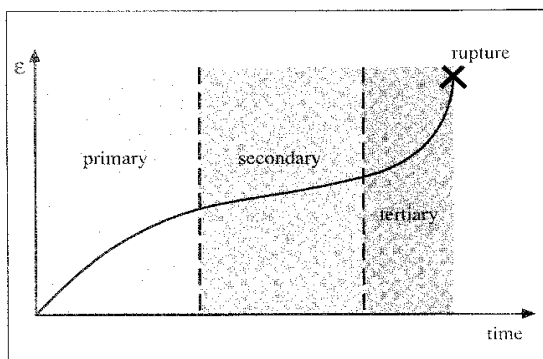
$$[M]\{\ddot{u}\} + [C]\{\dot{u}\} + [K]\{u\} = \{F^a\}, \quad (1)$$

энд $[M]$ массын матриц, $[C]$ хэлбэлзэл сааруулагч хүчний коэффициентуудын матриц, $[K]$ хатуулгын матриц, $\{\ddot{u}\}$ зангилаа цэгийн хурдатгалын вектор, $\{\dot{u}\}$ зангилаа цэгийн хурдны вектор, $\{u\}$ зангилаа цэгийн шилжилтийн вектор, $\{F^a\}$ зангилаа цэгт үйлчлэх гадны хүч буюу ачаалал. Ansys программ нь энэ тэгшитгэлийг хугацааны ялгавраар интегралчлах арга болон Ньюмаркийн (Newmark) аргаар боддог. Завсрын шилжилтийн горимын дүн шинжилгээг бүрэн (Full), суперпозицын (Mode superposition), товчилсон (Reduced) гэсэн 3 аргаар шинжин шийдвэрлэнэ. Гүйцэт арга нь системийн динамик хариу үйлдлийг олохдоо матрицуудыг бүрэн бүтнээр ашигладаг. Энэ арга нь нөгөө хоёрыгоо бодвол харимхай зуурамтгай чанар, их шилжилт, хэт хазайлт зэрэг шугаман бус шинжүүдийг тооцдогоороо давуу ч ой санамж, хурд сайтай компьютер дээр хүртэл түргэн шуурхай боддоггүй “өртөг” өндөр арга юм [7, 8, 9, 10, 11, 17].

III. PRONY ЦУВРАЛЫГ АШИГЛАСНААР ХАТУУ ТҮЛШНИЙ ЦЭНЭГИЙН

ХАРИМХАЙ ЗУУРАМТГАЙ ОНЦЛОГИЙГ ШИНЖИХ НЬ

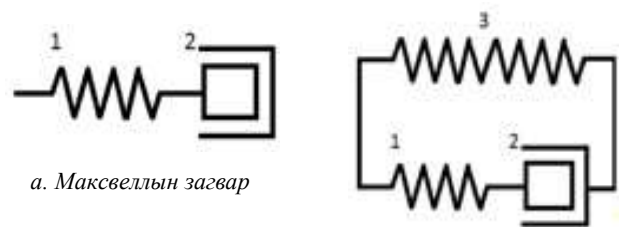
Тогтмол ачаалалтай үед хэсэг хугацааны дараах материалын хэв гажилт буюу деформаци нэмэгдэх үзэгдлийг гулсалт гэнэ. Бетон, тоосго, мод хуванцар ийм гулсамтгай чанартай ба өндөр хэмд буй ямар ч металл, тасалгааны температурт буй зэс, хар тугалга гэх мэт өнгөт металл ч ингэж деформацилагддаг. Органик бодисын гулсалтыг бодитоор үзэх хамгийн амархан жишээ бол шил халаан урсгах явдал юм. Харимхай деформаци нь атом хоорондох, молекул хоорондох зайн өөрчлөлтөөс үүдэлтэй бол олон найрлагат бодис полимерын гулсалт нь урт хэлхээст молекулуудын хөдөлгөөн эсвэл молекулуудын гадна бүтцийн холбоосууд холилдсоноос болж үүсдэг. Төмөр бетон угсармалын арматурын хүчдэл гулсалтаас болж 3-4 дахин нэмэгддэг. Хэрэв гулсалтын деформацийн өсөлт хүчдэлийн өсөлтөнд пропорциональ байвал шугаман гулсалт, эсрэг тохиолдолд шугаман бус гулсалт гэнэ. Бага хүчдэлтэй хуванцар материалын гулсалт шугаман байна.



Зур.4 Гулсалтын 3 шатлал

Зураг 4 дээр үзүүлснээр бол анхан, дунд, дээд гэсэн 3 шатлалаар гулсалтын явцыг харуулдаг. Ansys программаар эхний 2 явцыг л загварчлан үзүүлэх боломжтой. 3 дахь шатлалын үед их өөрчлөлттэй загвар зохион бүтээх шаардлагаас болж бүтээсэн зүйлсийг программ шинжин судлахаас өмнө тэд гэмтэн арилах нь элбэг тохиолддог. Эхний 2 явцын хүнд бодлогын томьёо, тооцоог Matlab эсвэл Fortran хэл дээр бичин дараа нь ANSYS руу оруулдаг. Хатуу түлш нь хоёр суурьт (гомоген), холимог (гетероген) гэсэн хоёр төрөлд хуваагддаг өндөр дүүргэлттэй олон найрлагат органик бодис юм. Хоёр суурьт түлшний гол бодис нь их бага хэмжээний азот агуулсан нитроцеллюлоз бол холимог түлшний үндсэн суурь нэгдэл нь нитроглицерин юм. Түлш шатах хурдыг тохируулах, түүний механик шинж чанарыг өөрчлөхийн тулд янз бүрийн хольцыг дотор нь бага тунгаар нэмж

оруулдаг. Олон найрлагат бодис полимерын гулсамтгай чанар нь цаг, температураас хамааралтай ба дулааны хэм өсөхөд даган нэмэгддэг. Материалын гулсамтгай шинж чанар нь деформацийн үед харимхай ч, зуурамтгай ч шинжтэй байх тул түүнийг харимхай, зуурамтгай гэсэн нэр томъёогоор орлуулах нь олонтоо тохиолддог. Харимхай зуурамтгай материалыг илэрхийлэхийн тулд харимхай шинжийг илэрхийлэгч Гукийн хууль, зуурамтгай шингэнийн Ньютоны хуульд захирагдах элементуудээс бүрдсэн янз бүрийн загваруудыг бүтээдэг.



а. Максвеллын загвар

б. Стандартын шугаман гулсамтгай загвар.

Зур. 5. Харимхай зуурамтгай материалын загварууд

Тухайлбал, пүрш буюу харимхай элемент (1), зуурамтгай шингэнд шилжин хөдлөх поршень болох зуурамтгай элемент (2) хоёрыг цуваа холбосон Максвеллын загвар (зур.5а), зэрэгцээ холбосон Фойхт- Кельвины загвар гэх мэт. Хатуу түлшний цэнэгийг шугаман гулсалттай бодис гэж тооцдог ба стандартын загварыг нь 5б зурагт үзүүллээ. Харимхай, зуурамтгай элементуудыг өөр өөрөөр холбон нийлүүлж хүнд бодисын гулсамтгай шинж чанарыг харуулах сайн загварыг ч бүтээж болно. Хэрэв түлшний цилиндр хэлбэртэй

дээжийг тогтмол $\dot{\epsilon}$ деформацийн хурдтайгаар

ϵ_0 хүртэл сунгаж байгаад деформацийг өөрчлөхгүй тогтмол үлдээвэл дээжний

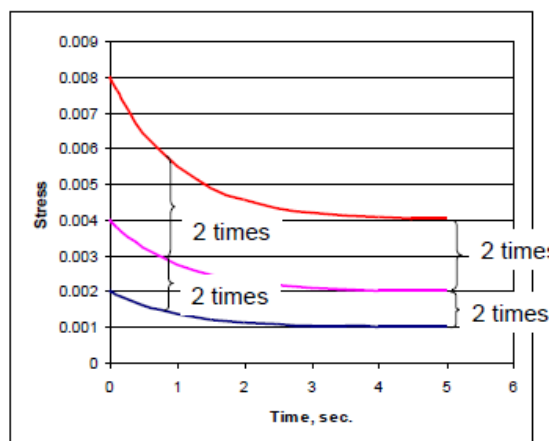
$\sigma(t)$ хүчдэл тогтмол утгаа хадгалахгүй хугацаанаас хамаарч аажим буурахыг сулрал

(relaxation) гэнэ. E нь харимхайн, μ нь

зуурамтгайн коэффициентууд, σ_0 нь анхны хүчдэл болог. Харимхай зуурамтгай материалын хүчдэлийн утга хугацаанаас хамаарч

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-\frac{E}{2\mu} t\right) \quad (2)$$

экспоненциаль функцээр буурдаг тул сулралын графикууд голдуу 6-р зурагт үзүүлсэн шиг хэлбэртэй байдаг.



Зур.6 Гулсамтгай материалын хүчдэлийн сулралын графикууд.

Материалын харимхай шинж чанарыг бодвол зуурамтгай шинж чанар хэсэгхэн зуур илэрдэг [4, 5, 6, 18]. Ansys программын бүх чиглэлд ижил шинжтэй материалын бага деформаттай харимхай зуурамтгайн онцлогийг дараах тэгшитгэлээр тодорхойлдог

$$\sigma = \int_0^t 2G(t-\tau) \frac{de}{d\tau} d\tau + I \int_0^t K(t-\tau) \frac{d\Delta}{d\tau} d\tau, \quad (3)$$

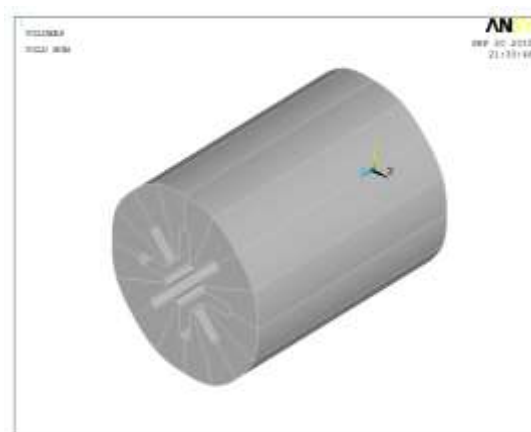
энд σ Кошийн (Cauchy) хүчдэл, e деформацийн өөрчлөлт, Δ эзлэхүүний хэсэг, $G(t)$ огтлолын сулралын цөм функц, $K(t)$ гол биеийн сулралын цөм функц, t одоо цаг, τ өнгөрсөн цаг, I нэгжийн тензор. ANSYS-т $G(t)$,

$K(t)$ функцуудын параметруудаар материалын бага хэмжээний гулсалтыг 2 аргаар харуулдаг. Эхнийх нь VISCO88, VISCO89 элементуудтай Максвеллын ерөнхийлсөн загварыг хэрэглэдэг арга бол нөгөө нь бүтэц, угсармалын элементуудтай Прони цувааны загвараар зуурамтгай шинжийг илэрхийлнэ [14,15]. ХТХ-ийн 8 одтой цэнэгийн фото зураг, Ansys программ дээр бүтээсэн түүний загварыг 7, 8-р зургуудаас харьцуулж үзэхэд бараг адил болсон байна.

Зураг 8-д үзүүлсэн 8 одтой загварын урт 300 мм, цилиндрийн радиус $R = 193$ мм, доторх төвийн нүхний $r = 46$ мм болог



Зур.7 Хатуу түлшний 8 одтой цэнэгийн фотозураг



Зур8. Хатуу түлшний 8 одтой цэнэгийн 3 хэмжээст загвар

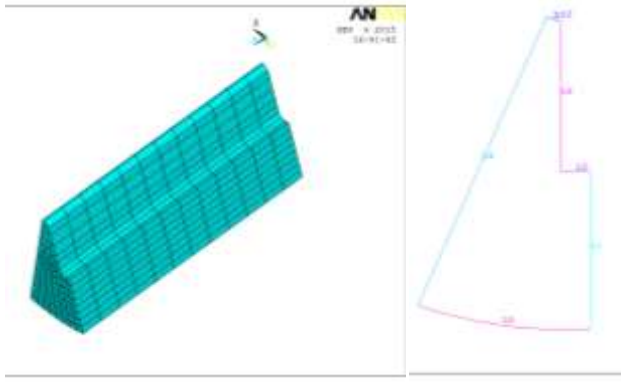
Хатуу түлшний цэнэг тэгш хэмтэй тул бодлогоо хялбаршуулж бодох хугацааг хожихын тулд цэнэгийн 1/16-тай тэнцэх загварыг бүтээн, түүнийг олон хэсэгт торлон хуваан хүчдэлийг олъё. Энэ загварын урд талын хэрчмүүдийн уртуудыг доорхи хүснэгтэд үзүүлээ.

Хүснэгт1

L1	L2	L4	L5	L8	L10
74 мм	5 мм	147 мм	77 мм	58 мм	2 мм

Хүснэгт2 Prony цувааны 7 параметртай хүснэгт

	1	2	3	4	5	6	7
E_i	0.3426	0.20757	0.17446	0.0536	0.061482	0.03573	0.02417
t_i сек	0.001	0.01	0.1	1	10	100	1000



Зур.9 Хатуу түлшний цэнэгийн хязгаарлагдмал загвар.

Пуассоны коэффициент нь $\mu = 0.495$, харимхайн модуль 19MPa болог. ХТХ-ийн цэнэгийн сулралыг үзүүлэхийн тулд цэнэгийг огцом деформцлана. Харимхай, зуурамтгай материалын деформаци, онцлогийг хугацаанаас хамаарч хувьсан өөрчлөгдөх экспоненциал олон гишүүнтээс тогтох доорхи

$$E(t) = \frac{\sigma(t)}{\varepsilon_0} = \sum_{j=0}^n A_j \exp[-a_j t] \quad (4)$$

Prony цуваагаар илэрхийлдэг. A_j, a_j коэффициентуудыг туршилтын үр дүнгээс олдог. (4) томьёог

$$E(t) = \frac{\sigma(t)}{\varepsilon_0} = E_\infty + \sum_{i=1}^n E_i \exp\left(-\frac{t}{\tau_i}\right) \quad (5)$$

гэсэн хэлбэртэй бичиж болно. E_∞ бол материалын удаан хугацаа өнгөрсний дараах хүчдэлийн утга. Шилжилтийн горимын анхны хүчдэлийн утга энэ үед

$$E_0 = E(t=0) = E_\infty + \sum_{i=1}^{n_G} E_i \quad (6)$$

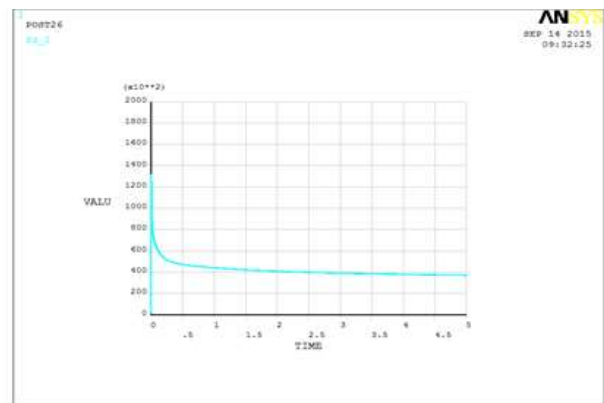
болно. Цэнэгийн хүчдэлийн утга хугацаа өнгөрөхөд буурч буйг харуулсан туршилтаар хэмжсэн түүний өгөгдлүүдийн хүснэгтийг үзүүлээ [12].

Анхны пуужингуудын түлш шатах үед ялгарах утаа нь богино хугацаанд хүчтэй деформацид оруулах асар их хэмжээний дотоод даралт бий болгож хөдөлгүүрийг дэлбэлдэг байсан тул үүнээс сэргийлэн шийдвэрлэх олон янзын аргачлалуудыг 20-р зуунд л илүүтэй сайн

боловсруулж амжилт олжээ. Пуужин хөөрөх үед эрсдэл дагуулах их даралтын учруулах нөлөө холимог түлшний цэнэгт ямар байхыг ANSYS программаар тооцон харуулья. Цэнэгийн загварын нүүрэн тал, доод, ар талыг тогтоон барьж наад талын нугаларсан доторх урт хэсэгт доорх

$$P(t) = P_0(1 - e^{-nt}) = 1.6 \cdot 10^7 \cdot (1 - e^{-5t}) \quad (7)$$

томьёогоор илэрхийлэгдэх паскаль даралтаар үйлчилж тооцоог хийж гүйцэтгэснээр цэнэгийн загварын урд талын нугаларсан хэсэг ойр дурын цэгийг сонгон хүчдэлийн хугацаанаас хамаарах хамаарлын графикийг 10-р зурагт үзүүлээ. Графикаас үзэхэд үйлчлэлийн дүнд маш огцом унаж байсан хүчдэл хугацаа өнгөрөхөд тун аажим тогтвортойгоор буурч байгаа нь цэнэг харимхай зуурамтгай шинжтэйг тод томруунаар үзүүлэн харуулж байна [13, 14, 15, 16, 17, 18, 19].



Зур.10 Харимхай зуурамтгай цэнэгийн загварын хүчдэл хугацаанаас амаарах нь

IV. ДҮГНЭЛТ

Ansys программаар хатуу түлшний хөдөлгүүрийн 2-D, 3-D хэмжээстэй тэгш хэмтэй дугуй загварууд, хатуу түлшний цэнэгийн 3-D хэмжээстэй загварыг бүтээлээ. Түлшний 3 хэмжээст цэнэгийн 1/16-тай тэнцэх загварын наад талын нугаларсан урт хэсэгт тодорхой даралтаар дарж хүчдэлийн сулралын графикийг үзүүлснээр хатуу түлш харимхай, зуурамтгай шинж чанартай материалаар хийгдсэн болохыг харууллаа.

[1] Новый политехнический словарь, (2000)
[2] А.А.Шишков, С.Д.Панин, Рабочие процессы в ракетных двигателях твердого топлива. Справочник, (1989)

[3] А.Назаров, В.И.Прищепа "Космические РДТТ", (1986)
[4] А.В.Александров, Соппротивление материалов, (1995)

- [5] В.В.Москвитин, Сопротивление вязкоупругих материалов применительно к зарядам РДТТ, (1975)
- [6] Г.Варданян, Сопротивление материалов с основами теории упругости, (1995)
- [7] Ansys. Introduction to Dynamics. Training Manual
- [8] ANSYS Command Reference Book,
- [9] Ansys Basic Analysis Guide
- [10] Ansys Modeling and Meshing Guide
- [11] Ansys Structural Analysis Guide
- [12] 李卓, 力学在固体发动机上的应用
- [13] 阮建则;固体火箭冲压发动机设计与性能分析的工程方法[D]西北工业大学;2007年
- [14] Ansys 粘弹性
- [15] Ansys练习44-瞬态动力学时间函数加载
- [16] 戴旭东, 王义亮, 袁小阳等.多缸内燃机缸体瞬态动力分析[J].内燃机学报.2003(3): 277
- [17] ANSYS 13.0 有限元分析与范例解析, (2006)
- [18] 材料力学 1,2 , 高等教育出版社, (2005)
- [19] David Roylance, Engineering Viscoelasticity, (2001)

Comparison of Air Pollution Measurement (Zuun Ail area)

B.Bulgansaikhan¹, S.Lodoisamba², D.Shagjjamba², and G.Gerelmaa²

¹ Mongolian University of Science and Technology

²Nuclear Research Center, National University of Mongolia

Results of 2012-2013 PM_{2.5} and PM_{2.5-10} aerosol pollution study of Ulaanbaatar city, Mongolia is been presented. PM_{2.5} and PM_{2.5-10} aerosol fractions have been measured three times a week at the Zuun ail of Ulaanbaatar city. Weight of the samples and Black Carbon were determined at the Nuclear Research Center (NRC), National University of Mongolia. Element analyses have been performed at the NRC using XRF analysis. It includes Na, Mg, Al, Si, P, S, Cl, K, Ca, Ti, V, Cr, Co, Ni, Zn, Cu, As, Br, Sr, Ba, I, Hg, Pb. Average concentration of PM_{2.5-10} is 319 µg/m³, PM_{2.5} is 154 µg/m³ in the year.

Keywords: PM_{2.5}, PM₁₀, aerosols, particles characterization

I. INTRODUCTION

Air pollution has major health impacts on people living in Ulaanbaatar. The World Health Organization (WHO) listed the air pollution in Ulaanbaatar (Mongolia) among the top 5 cities with the worst air quality in the world. Air pollution is not only issue for Mongolia, air pollution level exceeds the of WHO recommendation in many countries, especially Asian countries [1]. The excessively high particulate matter concentrations, especially in the winter and the ger areas, increase the incidence of heart and lung diseases, and lead to premature deaths. Improving air quality management in Ulaanbaatar and reducing pollution concentrations would prevent illnesses, save lives and avoid enormous health costs. In order to get a sound information basis for a strategy to improve air quality in Ulaanbaatar, the World bank in partnership with Mongolian counterparts launched an “Air Monitoring and Health Impact baseline” (AMHIB) study in 2008. The AMHIB study also includes analyses of the sources of the pollution concentrations, and cost benefit analyses of measures to reduce this level.

Particulate Matter is microscopic solid or liquid matter suspended in the atmosphere. The negative effects of Particulate Matter on health are related to the particle size. PM₁₀ is particulate matter with a diameter lower than 10 µm; these PM are inhalable and contribute to nonfatal heart attacks, reduced lung function, asthma, coughing, difficulty breathing and premature death from heart or lung disease. Particulate matter with diameters less than 10 µm, but greater than 2.5 µm, are called coarse particles. Fine particles PM_{2.5}, have diameters smaller than 2.5 µm. These particles are generally emitted through combustion and contribute to reduced visibility in addition to the heart and lung problems associated with all particulate matter smaller than 10 µm.

According to World Bank Report (2008) Zuun Ail area was the most polluted area of the Ulaanbaatar. So our team's main purpose of this study was to measure PM air pollution at the Zuun ail site, to determine chemical elements into the PM_{2.5}; PM_{2.5-10} samples, identification and apportionment of pollution sources and health impact study, to compare with measurements of 2008-2009 at same sites.

II. SAMPLING AND SITE

Working group was using GENT sampler unit for this study, the GENT stacked filter unit with a coarse and fine 47mm nuclepore filters. Coarse filters have a pore size 8µm and coated Apiezon Type L grease to provide a tacky surface that prevents particle rebound and consequent sample loss [5]. The second filter collecting fine particles has a pore size 0.4µm. Average flow rate 16 l/min (14-18 l/min) was used the GENT Sampler. Sampling site: Ulaanbaatar city Zuun ail (Latitude-47°55'58.34, Longitude-106°55'19.64).

Working group was continuously sampling the air three times a week, routinely Monday, Thursday and Saturday. Sampler was setup at a height 3m above ground level. The population density in the sampling site is medium and near to road and dwelling houses (Ger) area in the North part of city. Wind direction (mainly) for UB city this site is N and NW in the whole seasons. Samples were generally collected up-to 24 hour period from morning of next day.

III. RESULT AND DISCUSSION

In this paper we have included data of coarse and fine particle samples collected during 2012.9-2013.6. Nuclepore filters were measured for determination of mass concentrations using microbalance before and after collection of samples. Then the Smoke Stain Reflectometer was used for the determination of Black Carbon (BC) in the samples. Samples were analyzed for elemental

concentrations by XRF analysis. The PM_{2.5} and PM₁₀ concentration time series were shown in Fig.1.

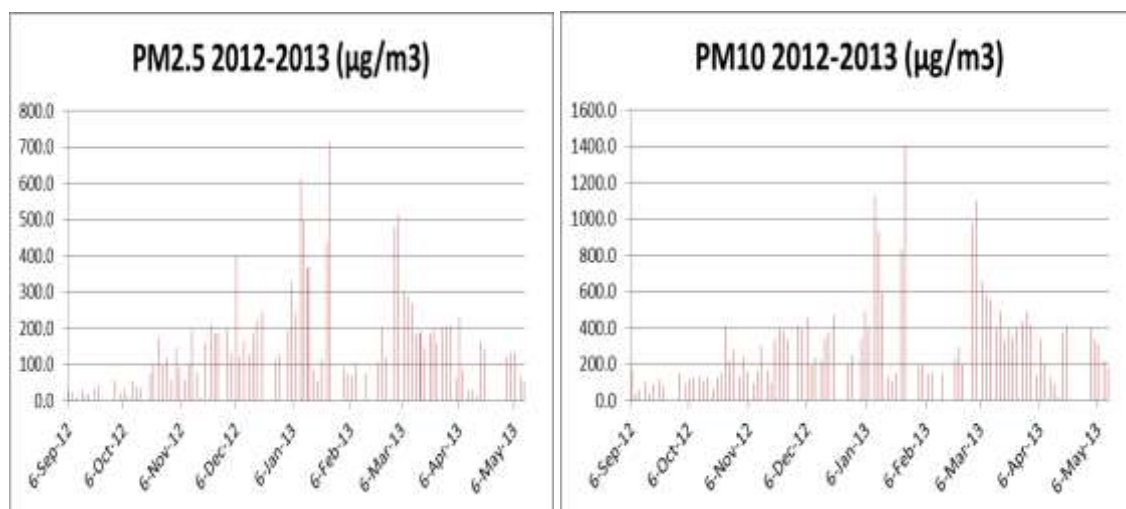


Fig.1. PM concentration time series

The monthly average mass concentrations are shown in the Fig.2.

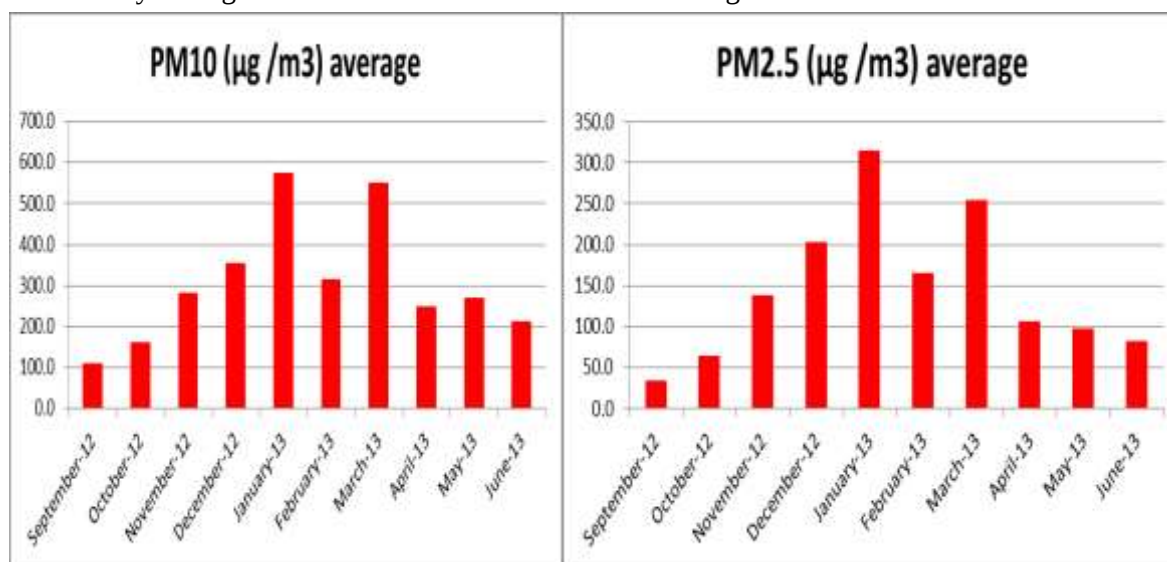


Fig.2. Monthly average

The monthly average total concentrations of fine and coarse particles in the cold seasons at sampling site is much higher than ambient air quality standard of Mongolia (year average PM₁₀-50 µg/m³). Results show that particle mass concentration is decreasing in the green period, due to more humidity and hot heating and increasing in the cold period, due to heating and dust rise-up from ground into the air[3]. Comparison PM₂₀₀₈₋₂₀₀₉ vs 2012-2013 at Zuun ail site are shown in Fig.3.

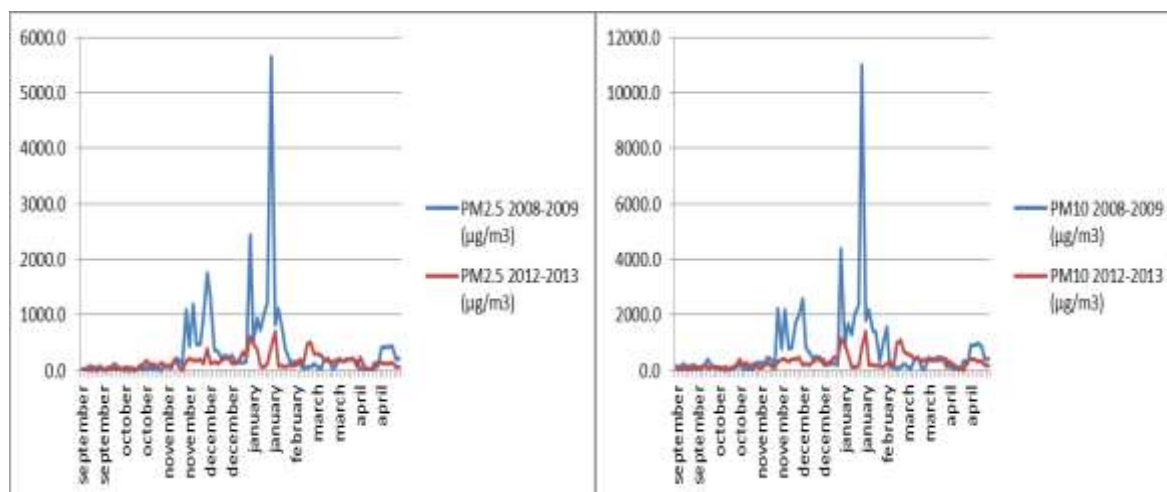


Fig.3. Comparison PM 2008-2009 vs 2012-2013 at Zuun ail site

Table.1 Indicated ranges for annual average PM concentration comparison in Zuun ail site

Year	PM10 $\mu\text{g}/\text{m}^3$	PM2.5 $\mu\text{g}/\text{m}^3$	Exceedance (PM2.5): Ratio to AQs	
			Mongolian:	WHO
2008-2009	558	296	12	30
2012-2013	319	154	6	15

The black carbon concentration is shown in the Fig.4.

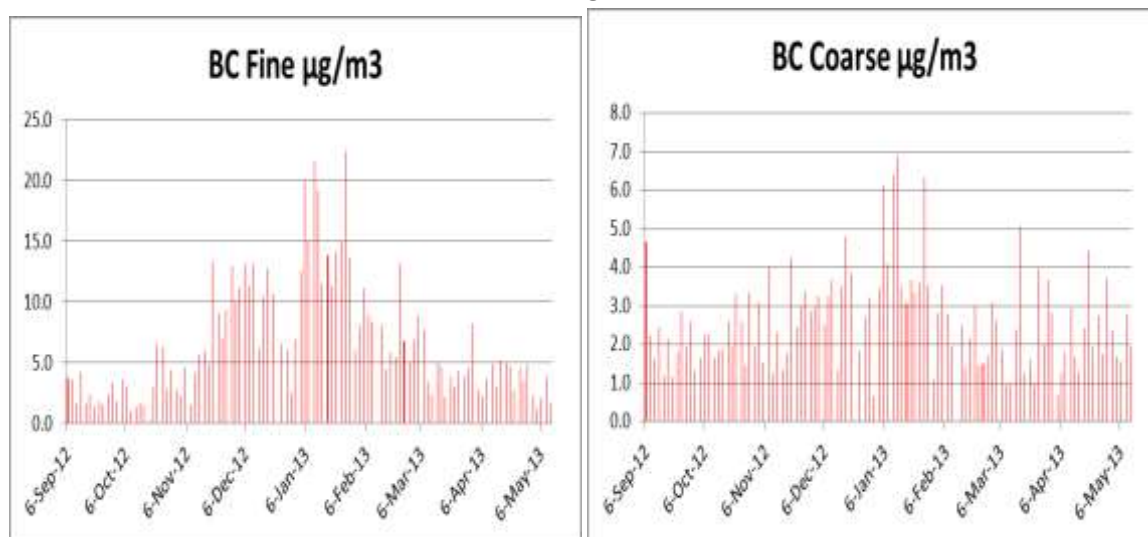


Fig.4. BC concentration

The comparison monthly average BC concentration 2008-2009 vs 2012-2013 at Zuun ail site shown in the Fig.5.

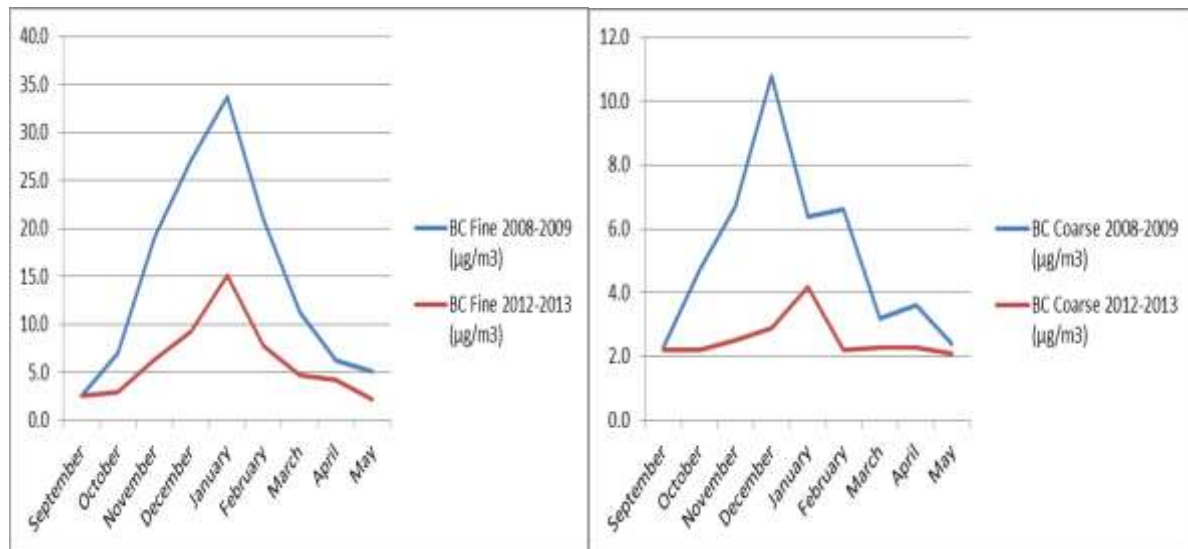


Fig.5. Comparison of BC

IV. CONCLUSION

By our team's previous study, 87% of Ulaanbaatar air pollution (PM_{2.5}) caused by raw coal combustion in households stove for heating. Government of Mongolia and Ulaanbaatar city authorities have taken a number of measures to solve the air pollution problems such as subsidizing improved coal stoves (producing less smog), cleaner fuels such as semi-coke (also thought to produce less smog), Heat Only Boiler reconstruction work, converting ger district area to

apartment district and development of paved road near to Zuun Ail area.

V. SUMMARY

Working group has done round year measurement at the Zuun Ail Testing Point and collected 132 samples of PM_{2.5} and PM_{2.5-10}. All samples are analyzed by XRF and BC is determined into all those samples. Measurement result shows that, in 2012/2013, PM_{2.5} and PM₁₀ emission is reduced 2 times than 2008/2009 at Zuun Ail due to GoM's activities to solve air pollution disaster.

- [1] Air Pollution science for 21st Century Jill Austin, Peter Brimblecombe, William Styrges, 2002,
- [2] Indoor Air Quality Survey. Report of study Ministry of Health, Public Health Institute, WHO, ISBN 798-99929-4-146-4 Soil
- [3] Soil Apportionment in Ulaanbaatar City Air Pollution Sources S.Lodoisamba, D.Shagjjamba. Proceedings of International Conference on Contemporary Physics-IV, August 13-20, Ulaanbaatar. Mongolia, 160, (2008)
- [4] Ion Beam Analysis results of air particulate matter collected in Mongolia W.Trompetter, B.Barry, P.Davy, A.Markwitz, G.Gerelmaa. GNS Science consultancy report 2008/198 July 2008.
- [5] Operating manual for GENT sampler. A.Markwitz, 'Improved Information about Urban Air Quality Management (RCA)' New Zealand, (2004)
- [6] Multimental Analysis and Characterization of Fine Aerosols at Several Key ACE-Asia sites, David D.Cohen, David Garton, Eduard Stelcer, Olga Hawas, Tao Wang, Steven Poon, Jiyoung Kim, Byong Cheol Choi, Sung Nam Oh, Hye-Jung Shin, Mi Young Ko and Mitsuo Uemats, Journal of geophysical research, Vol. 109, D19S12.
- [7] <http://www.euro.who.int/pubrequest>

Могодын Хагарлаас Үүсэх Газар Хөдлөлийн Аюулыг Магадлалын Аргаар Үнэлэх нь

Т.Нарангарав, Ц.Баатарчулуун*, Б.Ганбат

Геологи Геофизикийн тэнхим, ШУС, МУИС

Mongolia is considered to be located at the seismic active region and is divided into several tectonic zones. The Mogod earthquake ($M=7.5$, January 1967) which occurred at east of Hangai dome was one of the strongest earthquakes that occurred in the past century in Mongolia. The seismic event was closely studied by several researchers because seismicity of the Central Mongolian region was previously regarded as moderate.

In this study, we have determined the seismic hazard at Bulgan city ($N48048'43''$, $E103032'1''$) and Erdenet city ($N4901'59''$, $E10404'59''$) due to the Mogod fault zone using the probabilistic approach. The distributions of catalogued earthquakes, together with available geological and tectonic information of the Mogod fault region were used to calculate probabilistic seismic hazard parameters.

From the analysis, mean annual rate of exceedance, return period and cumulative probability hazard curve for peak ground acceleration (PGA) have been estimated at Bulgan city and Erdenet city.

PACS numbers: 91.30.P, 91.30.pb, 91.30.pd

I. ОРШИЛ

Эх газар, далай тэнгисийн хил зааг дагуух болон тектоник хагарлуудаар тусгаарлагдсан хавтангуудын харилцан үйлчлэлийн нөлөөгөөр дэлхийн царцдаст мандалд их, бага хэмжээний эвдрэлүүд үүсдэг. Ийнхүү эвдрэл үүссэний улмаас газрын гүнд хуримтлагдсан энерги чөлөөлөгдөн газар хөдлөлт болж уян харимхайн долгион хэлбэрээр дэлхийн дотоод хэсэг болон гадаргуугаар тархана.

Хүчтэй газар хөдлөлтийн улмаас ойр орчмын бүс нутагт хөрсний чичирхийлэл, хөрсний шилжилт, хөрсний гулсалт, цунами, үер, гал түймэр зэрэг аюул учрах боломжтой. Түүнчлэн газрын гадаргууд хагарал үүсч болох ба энэ нь тухайн газарт болох газар хөдлөлтийн үүсвэр болно.

Газар хөдлөлийн аюулаас үүсэх эрсдэлийг бууруулах нэг арга нь тухайн бүс нутагт үүсч болзошгүй хөрсний чичирхийллийг үнэлэх явдал юм.

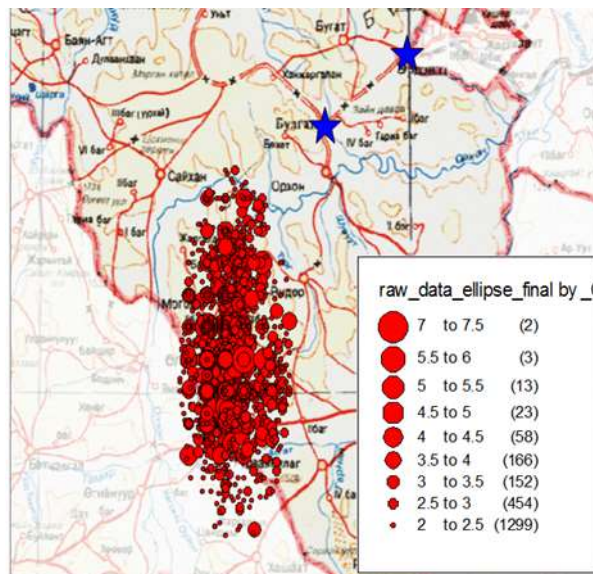
Энэхүү судалгааны ажлын хүрээнд Могодын хагарлын улмаас үүсэх газар хөдлөлийн аюулыг магадлалын аргаар Булган ба Эрдэнэт хотуудын хувьд үнэлэв.

II. СУДАЛГААНЫ ТАЛБАЙН ТЕКТНИК ОНЦЛОГ

Монгол орны нутаг дэвсгэр нь газар хөдлөлийн идэвхтэй бүсэд хамаардаг бөгөөд хэд хэдэн тектоник мужуудад хуваагддаг.

Монголын нутаг дэвсгэрт болж байгаа идэвхтэй тектоникийн хөдөлгөөн нь гарал үүслийн хувьд Индостаны микроконтинент Евразитай коллизод орсонтой холбоотой. Энэхүү коллизын улмаас Алтай, Хангай,

Хөвсгөл болон Хэнтийн уулсын тогтолцоо үүссэн бөгөөд уг тогтолцоо нь Монголын ба Амурын гэсэн хоёр плитийг заагладаг. А.Баясгалан, С.Хишигсүрэн (2009) нарын үзэж байгаагаар Амурын микроплит зүүн-урагш, Монголын микроплит баруун-хойш ойролцоогоор 5.2мм/жил хурдтай тус тус хөдөлж байна [1-3].



Зураг 1. Могодын хагарал орчмын газар хөдлөлийн эпицентрийн түгэлт болон магнитудын хэмжээ.

Могодын хагарал нь хойноос урагш чиглэсэн шилжил (strike-slip fault) бөгөөд ба тектоник мужлалаар Төв Монголын Хангайн бүсэд хамаардаг [2].

Статистик тоо баримтаас үзэхэд 1964 оноос хойш уг хагарлын орчимд $M=3.5$ -аас дээш магнитудтай газар хөдлөл жилд дундажаар 5-6 удаа болсон ба хамгийн хүчтэй нь 1967 оны 1 сарын 5-нд 7.5 магнитудын хүчтэй үндсэн газар

хөдлөл (main shock), 1967 оны 1 сарын 20-нд 7.0 магнитудын хүчтэй дагалдах газар хөдлөл (aftershock) болсон. Энэ нь сүүлийн 100 жилд Монгол орны нутаг дэвсгэрт болсон хүчтэй газар хөдлөлүүдийн нэг юм.

Могодын хагарал орчимд бүртгэгдсэн газар хөдлөлийн эпицентрийн түгэлт болон магнитудын хэмжээг Зураг 1-д үзүүлэв.

III. СУДАЛГААНЫ АРГА ЗҮЙ

Тектоник хагарлууд нь янз бүрийн хэмжээ (ө.х. магнитуд)-тэй газар хөдлөлийг үүсгэх боломжтой. Тухайн бүс нутаг дахь газар хөдлөлийн хэмжээ нь тодорхой түгэлттэй байдаг ба энэ нь Гутенберг-Рихтерийн давтагдлын хуулиар илэрхийлэгдэнэ [4]:

$$\log \lambda_m = a - b \cdot m \quad (1)$$

Энд: λ_m – магнитудын тодорхой утгаас их магнитудтай газар хөдлөлтийн тоо, a , b – тухайн бүс нутгийн газар хөдлөлийн идэвхжилийг илэрхийлсэн тогтмолууд.

Тектоник хагарлын улмаас үүсэх газар хөдлөлийн учруулж болох аюул нь газар хөдлөлийн хүч, хөрсний шилжилтийн эрчим болон тухайн хагарлаас ажиглалтын цэг хүртэлх зайнаас шууд хамаардаг ба дараах томъёогоор илэрхийлэгдэнэ [5]:

$$\lambda(IM > x) = \lambda(M > m_{min}) \cdot \int_{m_{min}}^{m_{max}} \int_{r_{min}}^{r_{max}} P(PGA > x|m, r) \cdot f(m) \cdot f(r) \cdot dr \cdot dm \quad (2)$$

Энд:

$$P(PGA > x|m, r) = \int_x^\infty \frac{1}{\sigma_{\ln PGA} \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{\ln u - \ln PGA}{\sigma_{\ln PGA}}\right)^2\right) du \quad (3)$$

$$f(m) = \frac{b \cdot \ln(10) \cdot 10^{-b(m-m_{min})}}{1 - 10^{-b(m_{max}-m_{min})}}, \quad (4)$$

$$f(r) = \frac{r}{L \sqrt{r^2 - x_0^2}} \quad (5)$$

$\lambda(IM > x)$ - хөрсний шилжилтийн эрчмийн утга x -ээс хэтрэх хэмжээ

$\lambda(M > m_{min})$ - m_{min} -аас их магнитудтай газар хөдлөлт болох магадлал

$P(PGA > x|m, r)$ - өгөгдсөн магнитуд ба зайн хувьд ажиглалтын цэгт хөрсний оргил хурдатгал тодорхой утгаас хэтрэх магадлал

$f(m)$ - магнитудын магадлалын нягтын функц

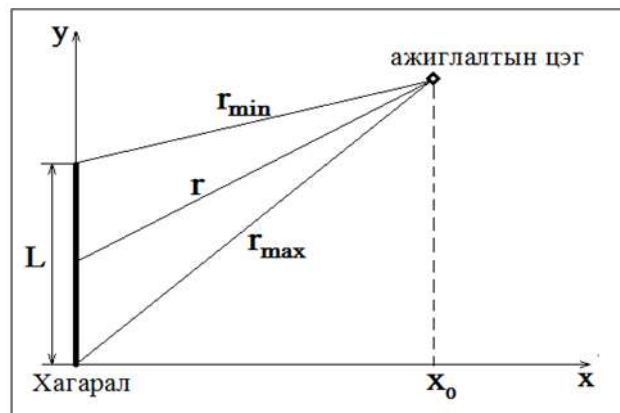
$f(r)$ - зайн магадлалын нягтын функц

b – тухайн бүс нутгийн тектоник идэвхжилийг илэрхийлэх бөгөөд Гутенберг-Рихтерийн давтагдалын хуулиар тодорхойлогдоно

$\overline{\ln PGA}$ – хөрсний оргил хурдатгалын логарифмийн дундаж

$\sigma_{\ln PGA}$ – $\ln PGA$ -ийн стандарт хазайлт

Газар хөдлөл үүсч болох тектоник хагарал болон ажиглалтын цэгийн харьцангуй байршлын геометр параметруудийг Зураг 2-т тоймлон үзүүлэв.



Зураг 2. Хагарал болон ажиглалтын цэгийн байршлын геометр параметруудийн тойм зураг

Бидний авч үзэж буй Могодын хагарал болон ажиглалтын цэгүүд болох Булган ба Эрдэнэт хотуудын байршлын геометр параметруудийн утгуудыг дараах байдлаар тооцов:

$$L = 56.4 \text{ км}$$

Булган хотын хувьд:

$$r_{min} = 50.2 \text{ км},$$

$$r_{max} = 99.5 \text{ км}$$

$$x_0 = 40.6 \text{ км}$$

Эрдэнэт хотын хувьд:

$$r_{min} = 94.3 \text{ км},$$

$$r_{max} = 138.9 \text{ км}$$

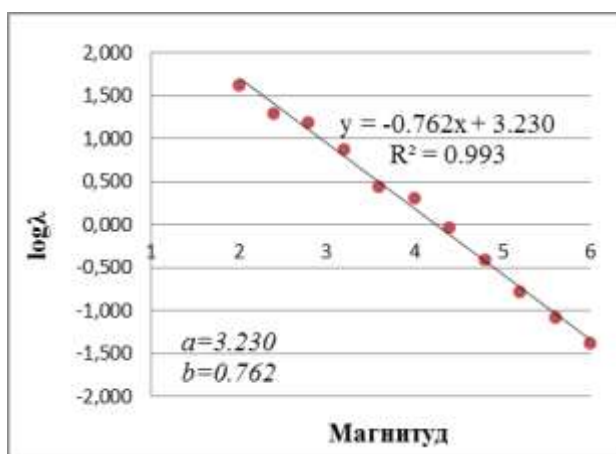
$$x_0 = 78.8 \text{ км}$$

IV. СУДАЛГААНЫ ҮР ДҮН

ШУА-ийн Одон орон, геофизикийн хүрээлэнгийн Үндэсний мэдээллийн төвийн сангаас Могодын хагарлын орчимд бүртгэгдсэн 1964-2013 оны газар хөдлөлийн эпицентрийн байршил болон магнитудын утгыг авч [6] Булган ба Эрдэнэт хотуудын хувьд газар хөдлөлийн аюулыг магадлалын аргаар үнэлэв.

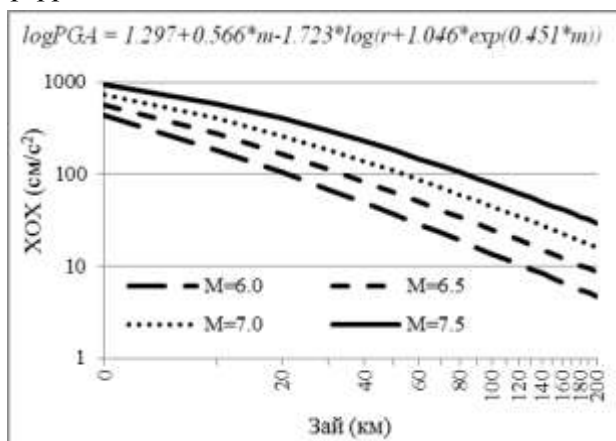
Могодын хагарал орчмын газар хөдлөлийн магнитудын түгэлтийг Гутенберг-Рихтерийн давтагдалын хуулиар тодорхойлсон дүнг Зураг 3-т харуулав.

Эндээс тухайн бүс нутгийн сейсмийн ба тектоникийн параметруудийн утгыг $a=3.230$ ба $b=0.762$ гэж үнэлэв.



Зураг 3. Могодын хагарал орчмын газар хөдлөлтийн магнитудын түгэлт

У.Чандрагийн гаргасан газар хөдлөлийн эрчмийн сулралын хууль [7]-ийг ашиглан Могодын хагарлаас үүсэх газар хөдлөлийн эрчмийн сулралыг үнэлсэн дүнг Зураг 4-т үзүүлэв.



Зураг 4. Могодын хагарлаас үүсэх газар хөдлөлтийн эрчим зайнаас хамаарч сулрах байдал

Ингэхдээ M=6.0, M=6.5, M=7.0 ба M=7.5 магнитуд тус бүрийн хувьд хөрсний оргил хурдатгалын утгыг зайнаас хамааруулан үнэлсэн болно.

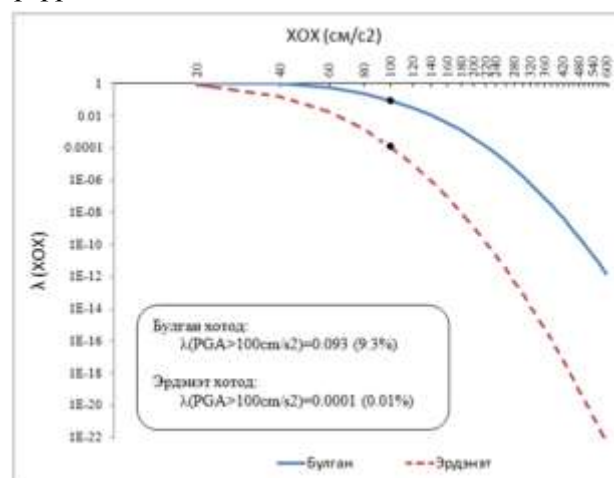
Зураг 4-өөс харахад Могодын хагарал орчимд M=7.0 магнитудтай газар хөдлөлт болоход хөрсний оргил хурдатгалын утга Булган орчимд ойролцоогоор 140см/с², Эрдэнэт орчимд ойролцоогоор 60см/с² байна.

Хөрсний оргил хурдатгалын эдгээр утгуудыг В.И.Уломовын томъёолсон

$$\log_{10} \left[\frac{A}{0.301} \right] \cdot I_{(MSK-64)} - 0.107 \quad (7)$$

илэрхийллийг ашиглан хөрсний шилжилтийн эрчим (ground motion intensity)-ээр илэрхийлбэл Могодын хагарал орчимд M=7.0 магнитудын хүчтэй газар хөдлөлт болоход Булган хотод 7.5 балл, Эрдэнэт хотод 6.0 баллын чичирхийлэл мэдрэгдэнэ гэсэн үг юм.

Могодын хагарлын улмаас үүсэх газар хөдлөлийн аюулыг Булган ба Эрдэнэт хотуудын хувьд 100 жилээр тооцсон дүнг Зураг 5-д үзүүлэв.



Зураг 5. Булган ба Эрдэнэт хотуудын газар хөдлөлийн аюулын муруй (100 жилд)

Газар хөдлөлийн аюулын муруйн зургаас үзэхэд Могодын хагарал орчимд газар хөдлөл болоход Булган хот орчмын хөрсний оргил хурдатгалын утга 100см/с² (0.1g)-аас хэтрэх магадлал 100 жилд 9.3% бол Эрдэнэт хот орчмын хөрсний оргил хурдатгалын утга мөн 100см/с² (0.1g)-аас хэтрэх магадлал 100 жилд 0.01% байна.

Ийнхүү тооцохдоо хугацааны эхийг Могодын хагарал орчимд хүчтэй газар хөдлөл болсон хугацаа буюу 1967 оноос тооцсон болно.

Газар хөдлөлийн аюулын давтагдах хугацааг тооцсон дүнг 1-р хүснэгтэд харуулав.

Эндээс үзэхэд Могодын хагарлын улмаас үүсэх газар хөдлөлөөр Булган хот орчмын хөрсний оргил хурдатгалын утга 100см/с² болох тохиолдол 1080 жилд 1 удаа болно.

1-р хүснэгт. Могодын хагарлын улмаас үүсэх газар хөдлөлийн аюулын давтагдах хугацаа

XOX (см/с²)	Давтагдах хугацаа (жил)	
	Булган	Эрдэнэт
20	29	115
40	77	646
60	177	5823
80	423	67763
100	1080	835844
120	2951	9960559

XOX (см/с²)

Давтагдах хугацаа (жил)

Булган Эрдэнэт		
20	29	115
40	77	646
60	177	5823
80	423	67763
100	1080	835844
120	2951	9960559

V. ДҮГНЭЛТ

Могодын хагарлаас үүсэх газар хөдлөлийн аюулыг Булган болон Эрдэнэт хотуудад магадлалын аргаар үнэлсэн дүнгээс дараах дүгнэлтүүдийг хийв. Үүнд:

- Могодын хагарал орчимд $M=7.0$ магнитудтай газар хөдлөлт болоход хөрсний

оргил хурдатгалын утга Булган орчимд ойролцоогоор 140 см/с^2 , Эрдэнэт орчимд ойролцоогоор 60 см/с^2 байна.

- Могодын хагарлаас үүсэх газар хөдлөлийн улмаас хөрсний оргил хурдатгалын утга 100 см/с^2 ($0.1g$)-аас хэтрэх магадлал

- Булган хотын хувьд 100 жилд 9.3%,

- Эрдэнэт хотын хувьд 100 жилд 0.01% байна.

- Газар хөдлөлийн давтагдах хугацааг тооцсон дүнгээс үзэхэд Могодын хагарлын улмаас үүсэх газар хөдлөлөөр Булган хот орчмын хөрсний оргил хурдатгалын утга 100 см/с^2 болох тохиолдол 1080 жилд 1 удаа болно.

-
- [1] Ж.Бямба, Геотектоник, Улаанбаатар (2012)
 - [2] A.Bayasgalan and J.A.Jackson, A re-assessment of the faulting in the 1967 Mogod earthquakes in Mongolia, Geophysical Journal International, **138**, 784 (1999)
 - [3] Е.А.Рогожин, и др., Тектоническая позиция и геологические проявления Могодского землетрясения 5 Января 1967г. в Центральной Монголии (взгляд сорок лет спустя), ФИЗИКА ЗЕМЛИ, 8, 70 (2008)
 - [4] B.Gutenberg, C.F.Richter, Magnitude and Energy of Earthquakes. Annali di Geofisica, **9**, 1 (1956)
 - [5] Jack W. Baker, An Introduction to Probabilistic Seismic Hazard Analysis (PSHA) (2008)
 - [6] ШУА-ийн Одон орон, геофизикийн хүрээлэнгийн Үндэсний мэдээллийн төвийн сан
 - [7] U.Chandra, Attenuation of intensities in the United States, Bulletin of the Seismological Society of America, **69**, 6 (1979)

Алтан Ширээгийн Талбайн Геофизикийн Соронзон Хайгуулын Ажил

Н.Наран-Эрдэнэ*

“Винтрак” ХХК

Алтанширээгийн талбайд 2012 онд хийгдсэн геофизикийн соронзон хайгуулын ажлын үр дүнгээс доорх өгүүлэлд ашиглан геологийн тайлалт хийсэн болно. Тус талбайг өмнөх судлаачид цул сульфидын хүдэржилттэй гэж дүгнэсэн байдаг. Алтанширээгийн талбайн геофизикийн соронзон хайгуулын ажлаар соронзон гажил бүхий сонирхол татахуйц хувирлын хэсэг тогтоогдсон юм.

I. УДИРТГАЛ

Алтанширээгийн талбай нь Дорноговь аймгийн Алтанширээ сумын нутагт орших ба УБ хотоос ЗУ 450 орчим км-т, Сайншанд хотоос ЗХ 150 орчим км-т байрладаг. Хайгуулын талбайд 1940-1941 онуудад И.Е.Туришев, Ю.С.Желубовский нар ерөнхий эрлийн ажил, 1953 онд О.Т.Литенко төмрийн хүдрийн эрэл шалгалтын ажил, 1986-1990 онуудад Г.Бөмбөрөө нарын судлаачид 1:200000 масштабтай геологийн зураглалын ажил, 1992 онд П.Ганбаатар нар 1:50000 масштабын геологийн зураглалын ажлыг тус тус явуулсан.

Дээрх судалгааны ажлуудаас харахад уг районд агуулга, нөөц багатай төмрийн хүдрийн биетүүд байдаг бөгөөд энэ биетүүд нь неопротерозойн вулканоген тунамал хурдастай холбоотой колчеданы төрлийн хүдэржилт байх боломжтой гэсэн санааг дэвшүүлсэн байдаг.

II. ҮНДСЭН ХЭСЭГ

Соронзон хайгуулын аргачлал нь хурдас, чулуулгийн геологийн тогтоц, хүдрийн биетийн соронзон шинжээс хамаарсан дэлхийн соронзон орны өөрчлөлтийг судлах зорилготой хайгуулын геофизикийн нэг төрөл юм.

Ашигт малтмалын эрэл, хайгуулын үед соронзон хайгуулын аргачлалыг хэрэглэхэд төмрийн хүдрийн ордуудад шууд үр дүн үзүүлдэг онцлогтой. Үүний зэрэгцээ полиметаллын, сульфидын, зэс-никелийн төрлийн ашигт малтмалын хайгуулын үед хүдэр агуулагч чулуулаг, структурыг тодорхойлох зорилгоор хэрэглэдэг. Мөн хүдрийн хуримтлалаас гадна ашигт малтмал бүрэлдэх нөхцөл бүхий өөрчлөлт-хувирлын бүс, шилжилт, хагарлууд гэх мэт хүдэр агуулагч болон хүдэр хянагч бүсийг тодорхойлоход ач холбогдолтой.

III. СУДАЛГААНЫ АРГА ЗҮЙ

Судалгааны талбайд Канадын “SCINTREX” фирмийн ENVI Pro маркийн протоны магнетометрийг хэрэглэсэн бөгөөд тус магнетометрийн хэмжилтийн нарийвчлал

$\pm 0,1 \text{ нТ}$, 15000-120000 нТ-ийн хүрээнд соронзон орны бүтэн векторын утгыг бүртгэх чадвартай ба 32 Mbyte-ийн 1465623-5371953 цэгийн хэмжилт хийх дотоод санах ой, $\pm 1,5 \text{ м}$ -ийн нарийвчлалтай GPS бүхий төхөөрөмж юм.

Геофизикийн соронзон зураглалын ажлыг 1:20000 масштабаар хойноос урагш 1800 азимутын чиглэлд, хувирлын хэсэг дэх, нарийвчлан соронзон зураглал явуулсан талбайд 1:2500 масштабаар мөн чиглэлд, өндөр соронзон гажлын хэсгийг зүүнээс баруун чиглэлд 1:10000 масштабаар явуулсан. Тус талбайд уртрагийн дагуу болон өргөргийн дагуух хэмжилтийн цэгүүдийн байршлыг UTM WGS-84 системийн 49N зонд ENVI Pro магнетометрийн GPS-ээр тогтоосон бөгөөд талбайд хоногийн хувьслын өөрчлөлтийг 20 секундын завсарлагатай бүртгэж, талбайн хэмжилтийг 3сек буюу 5-15м-ийн давтамжтайгаар хэмжсэн ба талбайн соронзон орны бүтэн байгуулагчийн зургийг Geosoft Oasis Montaj 7.1.1 программ хангамж ашиглан зохиосон.

Геологийн доорх даалгаварууд өгөгдсөн;

1. Хүдэр агуулагч болон хянагч структурын тархалт, чиглэлийг ялгаж, физик утгын ангилал хийх

2. Тэдгээрийн хурдас хуримтлалтай холбоотой агуулагч формацийн орон зайн байршлыг тодорхойлох, боломжтой структур, хагарал, шилжилтүүдийн чиглэлийг талбайн түвшинд зураглах

3. Талбайн ерөнхий структур, регионал болон локал хагарлууд, тэдгээрийн хоорондын шилжээс зэргийг тодорхойлох

4. Соронзон орны утгаар ялгасан мужуудыг, хагарал, шилжилт болон хэвтээ чиглэлийн структурын дагуу гажлын харьцуулалт хийх.

IV. ҮР ДҮН

Талбайн соронзон зураглалын ажлын үр дүнд хээрийн хэмжилтийн үр дүнг боловсруулж, хагарлуудыг системчлэн, гажлуудын үүсгэгчийг ялгасан. Соронзон орны

*Electronic address: naranerdene.natsagdorj@yahoo.com

үр дүнгийн зургуудаас судалгааны талбайд тархсан хурдас, чулуулгийн хэлбэр, хэмжээ, тэдгээрээс үүсгэгдсэн гажлуудыг ангилан үндсэн тайлалт хийсэн.

Талбайн өмнөд хагаст орших улаанаас тод ягаан өнгийн хүрээнд илэрхийлэгдсэн харьцангуй өндөр гажлын мужуудад илэрхийлэгдсэн физик утгын градиент өөрчлөлт нь боржингийн биетүүд, боржиндиорит, боржинсиенитээс бүрдэх палеозойн интрузив бүрдэл, тэдгээрийн фазуудыг тусгаарласан тектоник хагарлуудтай холбоотой ажээ. Соронзон гажлын зурагт интрузив биетийн цухуйц болон бага гүнд орших хэсэг нь физик орны өндөр утгаар илэрхийлэгдсэн (57900-59000нТ) бол харьцангуй гүнд орших далдлагдсан хэсэг нь түүнээс арай бага утгаар (56800-58000нТ) тодорхойлогдоно -(Зураг 2, 3). Тус зурагт хагарлууд нь БХ-оос ЗУ, бараг уртрагийн дагуу чиглэлтэй хагарлыг хянасан ЗХ чиглэлийн хагарлууд гэсэн тогтолцоо ажиглагдсан.

Мөн өмнөх судалгааны геологийн зурагт тэмдэглэгдсэн байдаг адил эрэмбийн хагарлууд тус зураг дээр тусгалаа олсон байдаг. Түүнээс гадна талбайн ЗХ хагаст тодорхойлсон БУ-аас ЗХ чиглэлтэй шугаман хагарлаар протерозойн гнейс, кварцийн талст занар хянагдсан байна (Зураг 1, 2, 3). Нийт талбайн үнэмлэхүй соронзон гажлын эрчимжилтийн хүрээ 56874.9→60897.8нТ (дундаж утга=58010.7нТ). Стандарт хазайлт 150.4нТ байв.

Соронзон гажлын зурагт дээр өгүүлсэн гажлын үүсгэгчдийн өнгөний тодорхойлолт өргөн хүрээнд өөрчлөгдөж хөхөөс тод ягаан өнгөтэй болсон нь физик утгын ялгааг тодруулан харуулжээ. Хагарлын систем, структурын хувьд судалгааны талбайд тархсан хурдас, чулуулаг ерөнхийдөө нэгэн төрлийн, үүссэн цаг хугацаа, найрлагын хувьд ойролцоо учир соронзон гажлын зургаас ихэнх хагарал, структурыг тодорхойлсон болно.

Эдгээр нь эрэмбийн хувьд:

- БХ-оос ЗУ чиглэлтэй өөр хоорондоо хянагдсан 2 төрлийн хагарлууд
- Тэдгээрийг шилжүүлсэн БУ-аас ЗХ чиглэлтэй хагарлууд
- Талбайн төвд хувирлын бүсийг хянах хэвтээ нуман хагарал
- Эдгээрийг хянадаг өргөрөгийн дагуу чиглэлтэй залуу хагарлууд

Талбайн БХ хагаст, 1км гаруй диаметртэй дугуй хэлбэрийн өндөр гажлын биет, талбайн төвийн ЗХ хэсэгт төвтэй 1км х 3км

хэмжээтэй өндөр гажлын биетүүд нь харьцангуй болон үнэмлэхүй соронзон гажлын өндөр утгын мужид илэрхийлэгдсэн байсныг газар дээр нь шалгаж цэрдийн хурдсаар хучигдсан D2-ийн базальтаас үүсгэгдсэн болохыг тогтоолоо (Зураг 1, 2, 3, 4).

Эдгээр нь БХ-оос ЗУ болон өргөрөгийн дагуух хагарлуудаар зүсэгдсэн байдаг. Нийт талбайн харьцангуй соронзон гажлын эрчимжилтийн хүрээ -1146.2→2917.4нТ (дундаж утга = 885.6нТ). Стандарт хазайлт 144.9нТ. Талбайн баруун хагаст үнэмлэхүй соронзон гажлын 55842.48-60620.76нТ, харьцангуй соронзон гажлын -2073.25→2339.8нТ утгаар илэрхийлэгдэх хөхөөс тод ягаан өнгийн хүрээнд зураглагдсан нуман хэлбэртэй соронзон гажлын муж нь цэрдийн хурдсаар хучигдсан нүх сүвэрхэг базальтын гадаргад үзүүлэх соронзон орны нөлөөг харуулжээ (Зураг 2, 3).

Гажлын мужийн нуман хэлбэрийн дотор талд зураглагдсан нам утгын шалтгаан нь D2-ийн боржингийн түрэлтээс үүсгэгдсэн хил заагийн хувирлын бүстэй холбоотой байна. Мөн ул суурийн конгломератын дээр орших кварцитын найрлагаас хамааран энэхүү гажлын дүр төрх илэрхийлэгдэнэ.

Соронзон орны хэмжилтийн анхдагч боловсруулалтын үр дүнгээс өмнөх геологийн судалгааны ажлаар тэмдэглэсэн төмрийн болон полиметаллын илрэлийг судалгааны талбайн хойд хагаст орших дундаж гажлын утгаар илэрхийлэв (Зураг 2, 3). Гажлын утгын өргөн хүрээний өөрчлөлт нь протерозойн насны боржингийн жижиг шток, гематит, кварц бүхий төмөр малгай, кварц-серицит бүхий метаморф, мөн төмөрлөг кварцит, кристал занар зэрэг үүсгэгчээс хамаарсан байна.

Ерөнхийдөө тус гажлын үүсгэгчид болох протерозойн хурдсууд нь үнэмлэхүй ба харьцангуй соронзон гажлын дундаж утгаар илэрхийлэгдсэн ажээ. Гэхдээ энэ нь мөн далдлагдсан байдал, гадаргад харагдах гаршийн онцлогоос хамаарна гэж үзэж болохоор байгаа юм (Зураг 5, 6).

Нарийвчилан ялгаж хайгуул хийсэн талбай нь ерөнхийдөө маш сайн судлагдсан бөгөөд илрэлийн орчимд 1:2000 масштабын зураг хийж, бш хайгуулын өрөмдлөг, 21ш уулын малталтын ажил гүйцэтгэсэн байна. Тус ажлын үр дүнгээр полиметаллын найрлага байхгүй, бага зэргийн зэс агуулсан, 65-85%-ийн пиритийн агуулга бүхий сульфидын хүдэржилт тогтоогдсон ажээ. Хэвтээ чиглэлтэй хагарлаар хянагдах хүдрийн биетийн дундаж зузаан 8.7м,

хамгийн ихдээ 16.7м байна гэж тэмдэглэгдсэн. Хэвтээ чиглэлийн хагарал нь өргөрөгийн дагуу чиглэлтэй залуу хагарлаар хязгаарлагдах бөгөөд ялгасан талбайн хэмжээнд соронзон орны өндөр утгын гажлууд зураглагдаагүй нь тус хагарлын хавтгайгаас доош орших гүнд сонирхол татахуйц ямар нэгэн үүсгэгч байхгүйг нотолж байгаа юм.

V. ДҮГНЭЛТ

Алтанширээгийн талбайн хэмжээнд хийсэн талбайн соронзон зураглалын ажлын үр дүнд дараах дүгнэлтийг хийж байна.

Талбайн зураглалын эхний үр дүнгээс нарийвчлан тодруулах шаардлагатай гажлууд тогтоогдсон бөгөөд өндөр гажлын болон төмрийн илрэл орчимд 1:2500, 1:10000 масштабаар 2 жижиг талбайд хийсэн ажлын үр дүнг доор тайлбарлав.

1. Өндөр соронзон эрчимжилт бүхий баруун талбайн геологийн тогтоц нь мезозойн тунамал терриген, андезит базальтын найрлагатай хурдсаар хучигдсан дунд девоны нүх сүвэрхэг базальт бүхий суурьлаг найрлагатай чулуулгаас бүрджээ.

Соронзон орны өндөр утгаар илэрхийлэгдсэн, нуман хэлбэртэй гажил нь дээрхтэй холбоотой учраас өндөр утгатай байх тусам гадаргад ойр орших цухуйц, өргөгдөлтэй холбоотой байх нь гарцаагүй юм. Талбайд хийсэн шалгах маршрутын ажлаар тус

базальтыг ул суурийн болон том ширхэгт конгломерат хучсан байгааг тогтоосон.

Гажлын зүүн талд орших адил хэлбэртэй, нам утгын гажил нь боржингийн хил заагийг харуулсан байна.

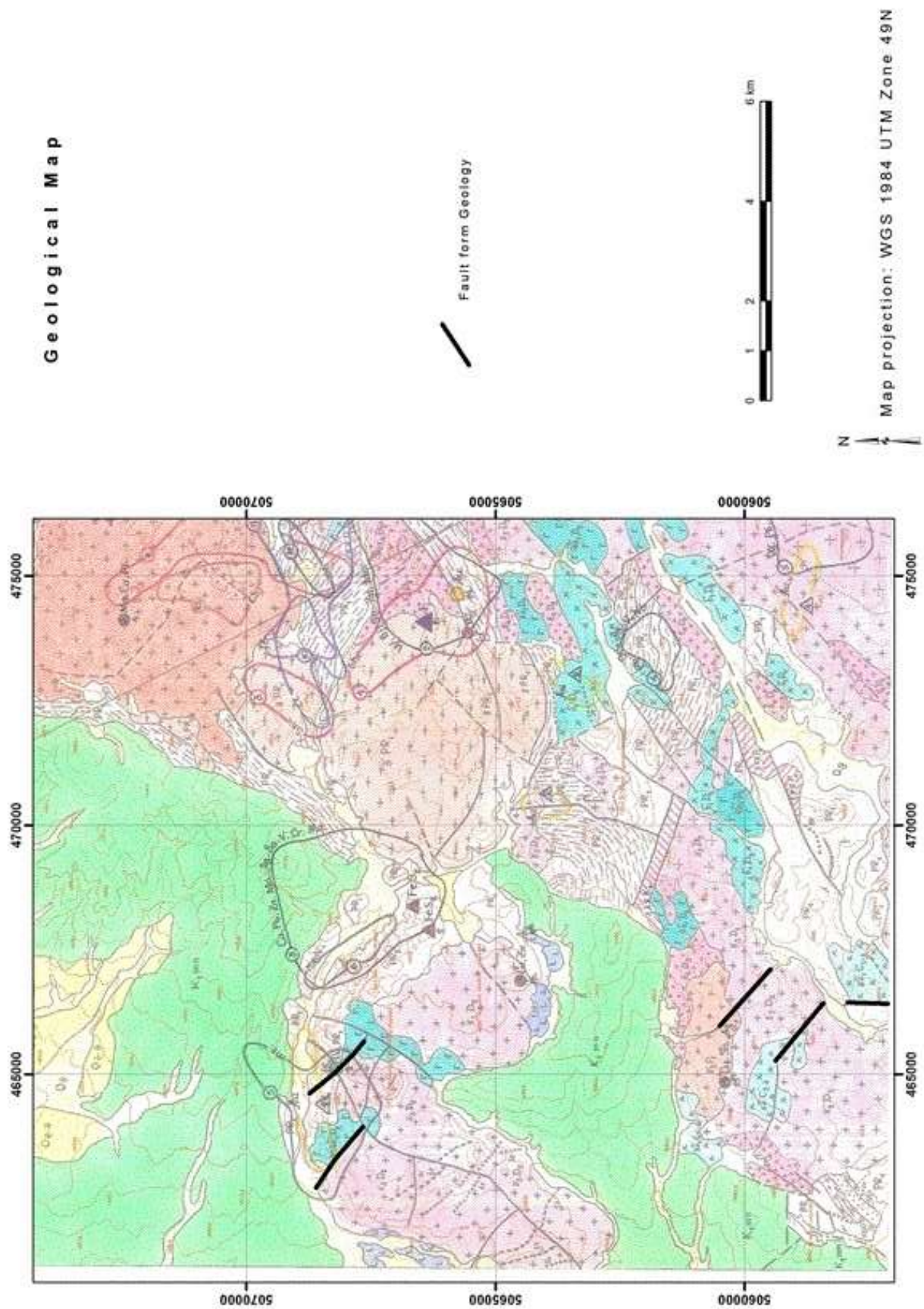
Тус талбайд илэрсэн өндөр гажлын муж нь цаашдын судалгааны сонирхол татахуйц бус бөгөөд хайгуулын ажил хийх шаардлагагүй юм.

2. Талбайд тархсан хурдас, чулуулгууд маш их хувиралд автсан боловч төмрийн хүдрийн хувьд анхаарал татахуйц физик утга үзүүлдэггүй. Энэ нь гадаргад ойр, бага гүнд орших үлдэгдэл хүдэржилттэй буюу гажлын үүсгэгч нь исэлдлийн ч юмуу пиритээр баяжсан массив сульфидын эрдсүүдтэй холбоотой бололтой.

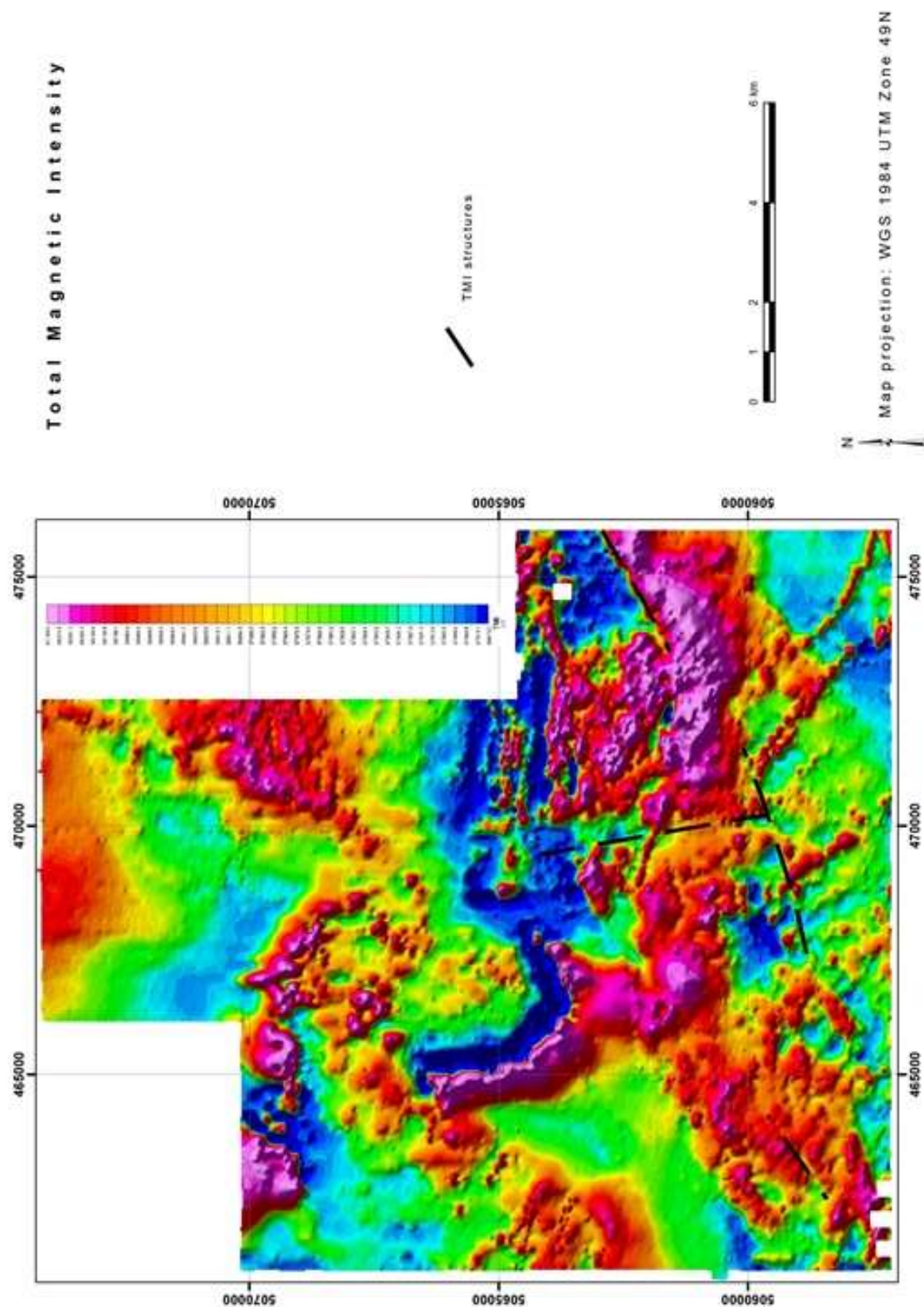
Соронзон зураглалын үр дүнд талбайн хэмжээнд ЗУ чиглэлийн сонирхолтой нуман структур тогтоогдсон. Харамсалтай нь энэхүү хэвтээ хагарлаар гүндээ хязгаарлагдсан хүдрийн биет нь хэмжээний хувьд цаашдын сонирхол татахааргүй байна. Өмнө өрөмдсөн өрөмдлөгийн үр дүнд энэ нь хамгийн ихдээ 16.7м зузаантай тэмдэглэгджээ. Хагарлын доор орших бага хэмжээний боржингийн шток нь үнэмлэхүй соронзон гажлын зурагт 57900-58200nT утгаар илэрхийлэгдсэн байна.

Тус шток нь 150м х 180м хэмжээтэй бөгөөд алтны хүдэржилттэй холбоотой байж болох юм.

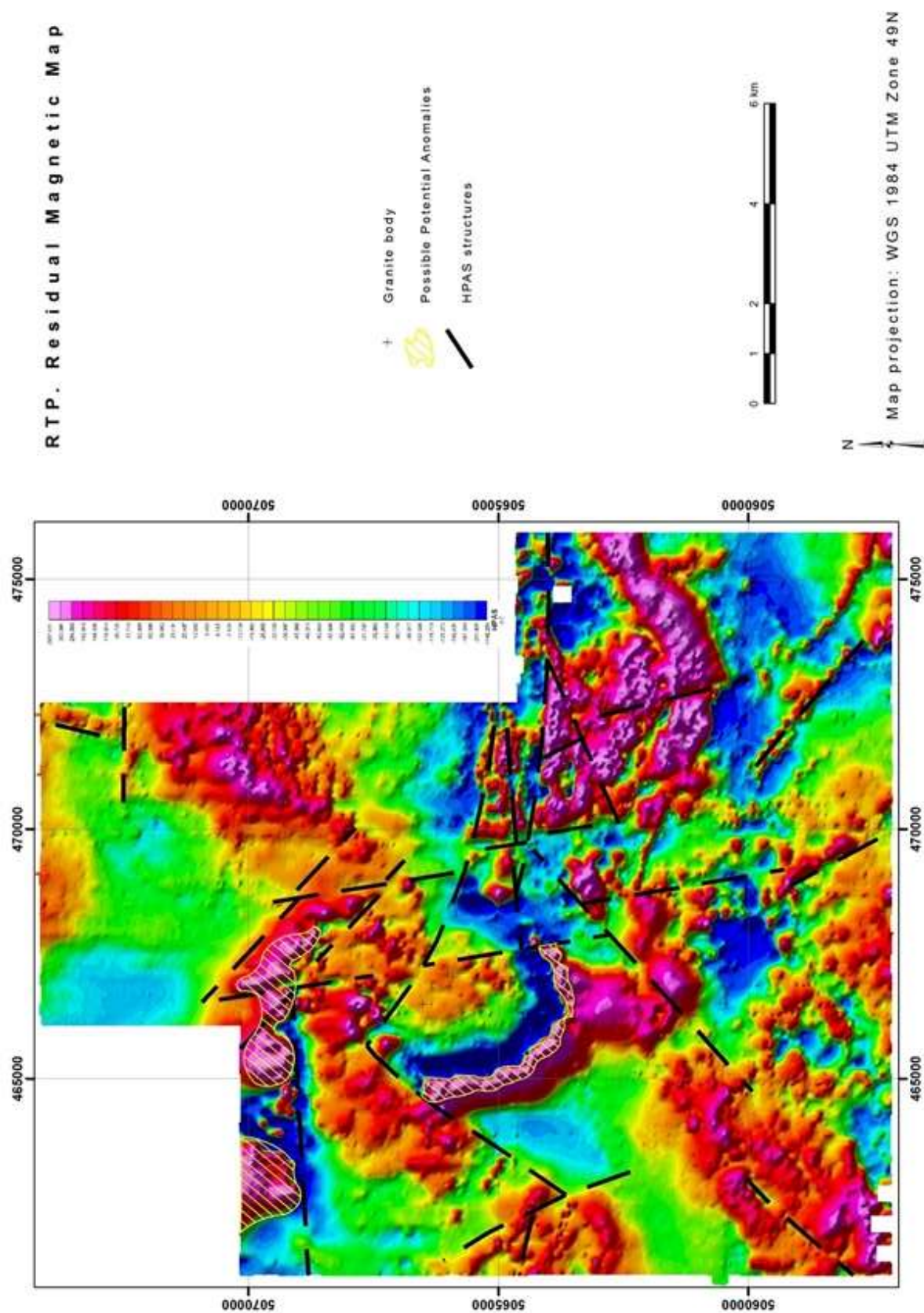
-
- [1] П.Дугараа, Монгол орны геологи, ашигт малтмалын судалгааны геофизик, (2012)
 - [2] Г. Бөмбөрөө нар, 1:200000 масштабын геологийн зураглалын ажлын тайлан, (1990)



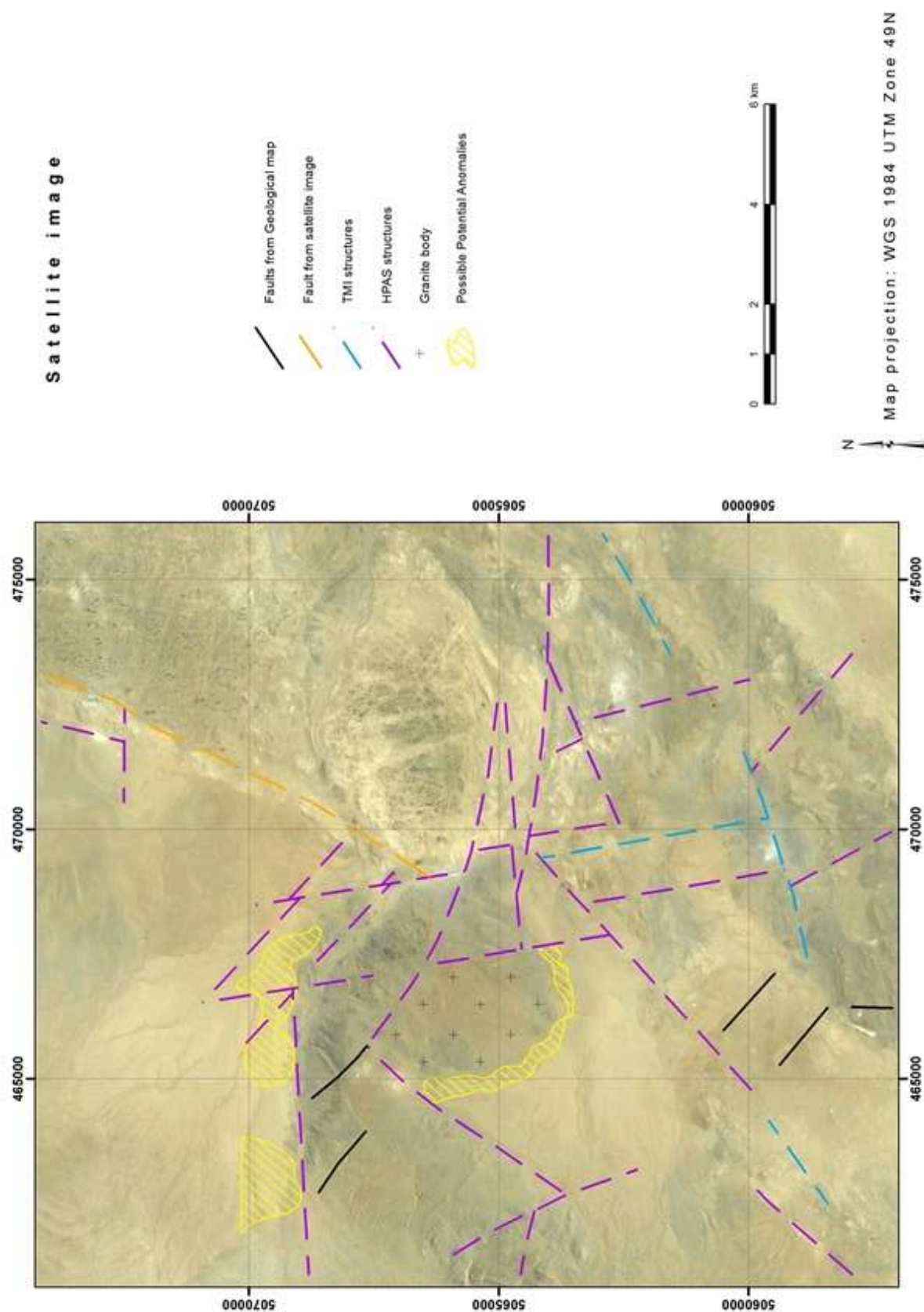
Зураг 1. Геологийн зураг



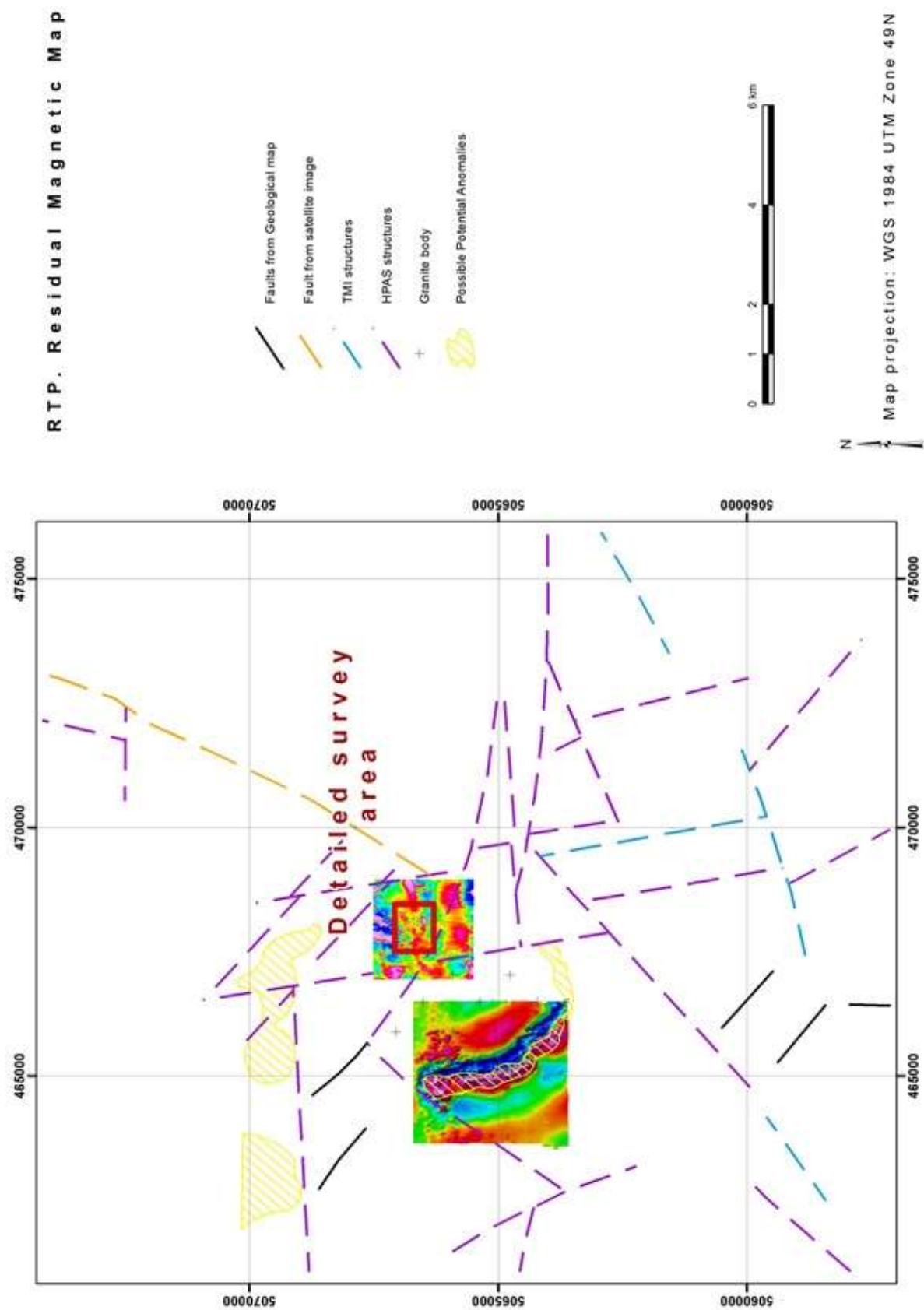
Зураг 2. Соронзон орны бүтэн байгуулагчийн зураг



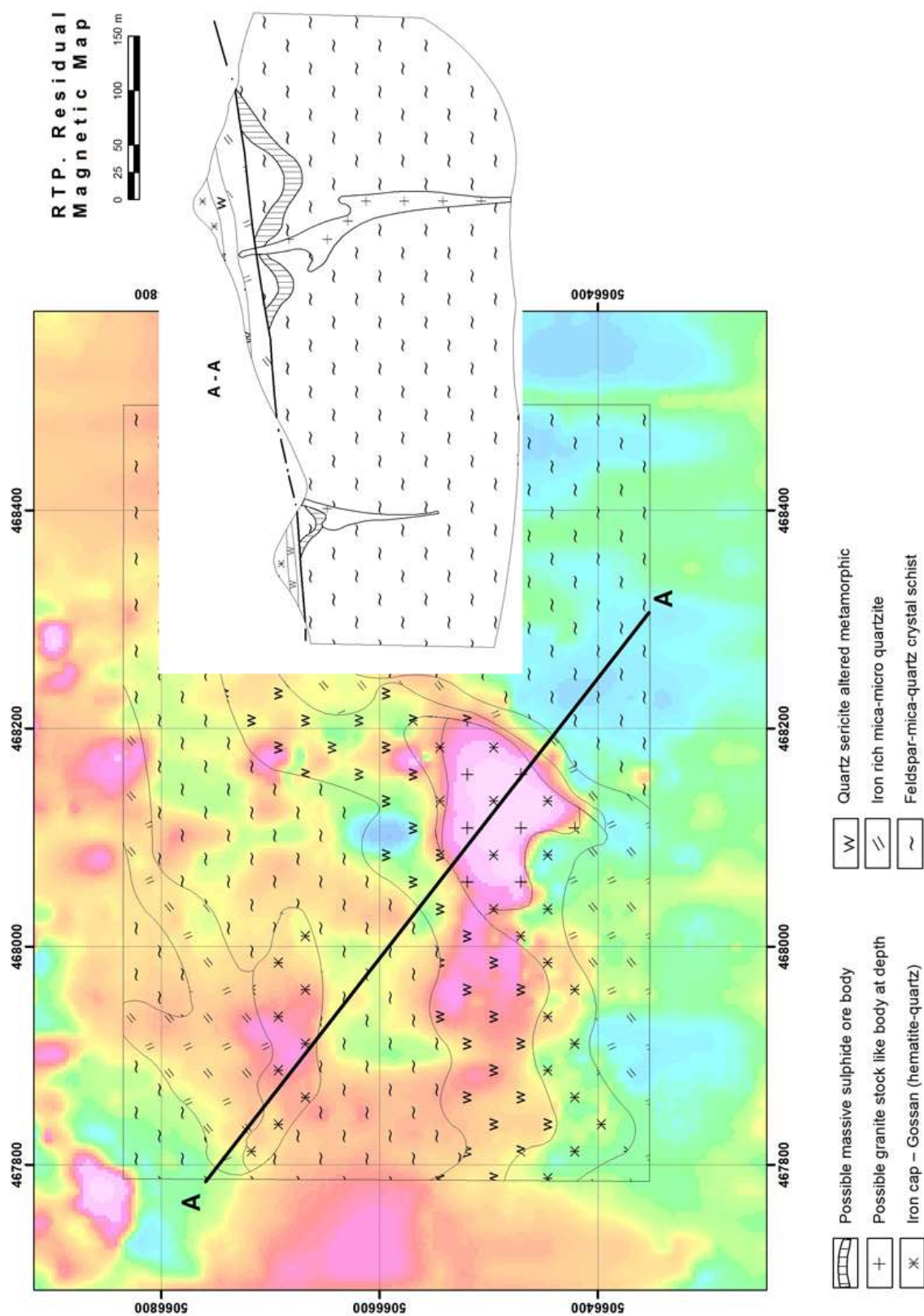
Зураг 3. Үнэмлэхүй соронзон гажлын зураг



Зураг 4. Сансрын зураг



Зураг 5. Нарийвчлан соронзон зураглал хийсэн талбай



Зураг 6. Хувирлын бүс дэх геологийн зүсэл

Физик Сургалтын 3D Тооцоо-Дүрслэлт Лаборатори

П.Энхцэцэг¹, Т.Уламбаяр², О.Лхагва³, Б.Алтанхүү³

¹ХААИС-ийн Инженер технологийн сургууль, Хэрэглээний математик машин судлалын тэнхим,

²МУБИС-ийн Математик, Байгалийн ухааны сургууль, Мэдээлэл зүйн тэнхим,

³МУИС-ийн Шинжлэх ухааны сургууль, Физикийн тэнхим, Физикч,

Өнгөрсөн зуунд хөгжсөн хумхи ертөнцийн квант физикийн онол, туршлага, тооцооллын арга нь эдүгэ математик, мэдээллийн технологи, цацраг, бөөмсийн үүсгүүр, дүүгүүрийн цацраг урсгалын техниктэй хүч хавсраад байгалийн амьтай, амьгүй юмсын бүтэц зүйг бүр квант төвшнөөс нь төлжүүлэн бүтээсэн тооцоо-дүрслэлт туршилтаар судалдаг боллоо. Биологи, хими, физикийн шинжилгээний арга хумхи ертөнцөд ингэж нэгэн амьд нийлэв. Энэ гайхамшигт дэвшлийн үзэл санаа, аргыг дунд сургуулийн тооцоо дүрслэлт 2D болон 3D загвар лаборатор бүтээхэд дэлхий даяар өргөн хэрэглэх болов.

Өнөөдөр дэлхийн тулгуур шинжилгээний том, том төвд их үнэ өртөг бүхий техник, технологи шаардсан физик- хими- биологийн туршилтаас урьтал болгож, үзэгдэл- хувирлын математик загварыг тооцоо-дүрслэлээр амилуулаад тооцоо-туршилт явуулдаг болов. Гагцхүү тооцоот туршилтаар үнэ цэнэтэй шинэ мэдээ сэлт илэрэхүүд түүнийг даруй нотлохоор нүсэр мөнгө зарцуулан техник технологийн туршилтыг санхүүжүүлдэг болжээ. Математик загварчлал, тооцоо дүрслэлт туршилт үйлдвэрлэлийн бүхий л салбарт ингэж эрч хүч авснаар нь нийхэмийн хөгжлийг дэлбэрэлт рүү хөтлөх болов. Энэ өгүүлэлд физикийн 3D тооцоо-дүрслэлт загвар лаборатор бүтээх шинжилгээ, зохион бүтээх ажлын үр дүнгээс толилуулж байна. Энэхүү тооцоо-дүрслэлт 3D лабораторыг нэвтрүүлснээр суралцагсад физикийн тулгуур хуулийг Кулон, Ом, Фарадей, Планкийн адил туршилтаас ургуулан нээхийн хамт мэдээллийн технологийн их тэсрэлтийн хүч, чадлыг эзэмших тэмүүлэлд хөтлөгдөх болно.

Түлхүүр үг - мэдээллийн технологи, тооцоот туршилт, загвар лаборатори, компьютер загвар, физик сургалт

I. СУДАЛГААНЫ ЗОРИЛГО

Физик сургалтанд нэвтрүүлэх 3D загвар лаборатори бүтээх.

II. ЛАБОРАТОР БҮТЭЭХҮЙН ЭХ, ГАРЦ

Компьютер загвар. Онолын физик бол байгалийн үзэгдлийг математикаар загварчлан судлаад, хуулийг нь нээгээд, томъёог нь гаргадаг эрдэм. Улсын их сургуулиудын эрдэмтэн багш нарын баг ЕБС-ийн физикийн агуулга дахь тулгуур хуулийг “нээдэг” тооцоо-дүрслэлт загвар лаборатори зохион бүтээгээд байна. Эхний 2D лабораторыг нь БСШУЯ-ны Сайдын 2004 оны 41 тоот тушаалаар дунд сургуулийн сургалтад нэвтрүүлэх ажил эхэлсэн юм. 3D лабораторийг бүтээгээд байна. Хэд хэдэн аймагт сургалт явууллаа.

Хэрэгжих арга зүй. Анхан шатны сургалтанд бол эл лабораторийг хөдөлгөөнт үзүүлэн байдлаар ашиглаж болно. Ахлах ангид сурагчид физик үзэгдэл, хуулийг “нээх” зорилго тавьж тооцоо-дүрслэлт туршилт үйлдээд хэмжилтийн дүнг “KAMTASIA” програмаар хөдөлгөөнт мэдээлэлд хувиргана. Дараа нь туршилтын эл ший-зураг баримтыг тойруулан ухааныг уралдуулан ном хаялцах замаар асуудлын шийд рүү хамтаар тэмүүлнэ. Ургуулан сэдэж сэтгэх амин үйлийг өрнүүлэн мэтгэсээр шийдэлд хүрээд сурагчид тулгуур

хуулийг өөрснөө “нээгээд”, математик томъёог гаргана. Тооцоо-дүрслэлт туршилтыг үйлдэх, утга тайллыг хийхэд багш эрдмийн удирдагчийн өндөрлөгт байж сурагчдыг “хол” төөрүүлэхгүй чиглүүлэхийг чанд эрхэмлэнэ.

III. ФИЗИК СУРГАЛТ БА МЭДЭЭЛЛИЙН ТЕХНОЛОГИ

Загвар лабортори физикийн хичээлийг мэдээлээс чөлөөлж суралцагсдын сэтгэлгээний хэрэглүүрт хувиргаж байгаа юм].

Мэдээллийн технологи нь хүн төрөлхтний хөгжлийн нэг гол хөтлөгч хүч болон хувирлаа. Энэ дэвшлийн сүнс нь математик загварчлалд суурилж, юмс, үзэгдлийг биежилд хувиргаад физик үйл хувирлыг мэдээллийн технолгоор амилуулан өргүүлнэ.

Математик, мэдээллийн технологи хийгээд техник технологийн дэвшлийг хувисал,, тооцоо дүрслэлт туршилт үйлдүүлэн байж, өсвөр үеийнхний бүтээлч сэтгэлгээг хөгжүүлэх бодит хэрэглүүрт хувиргасанд эл бүтээлийн онцгой ач тус оршино. Ингэснээр физикийн хичээл дээр самбарт учир битүүлэг томъёо бичиж, хууль мэдээллийг сонсгодог доголдлоос ангижирна.

Физик дэх мэдээллийн технологийн гол судас нь физикийн 3D загвар лаборатори бүтээх ажил юм. Суралцагсад өөрснөө тооцоо дүрслэл лабораторын хэмжилт үйлдээд, баримтыг шүүн ном хаялцаж, ургуулан дүрсэлж бодсноор

*Electronic address: enkhsetseg_p@yahoo.com

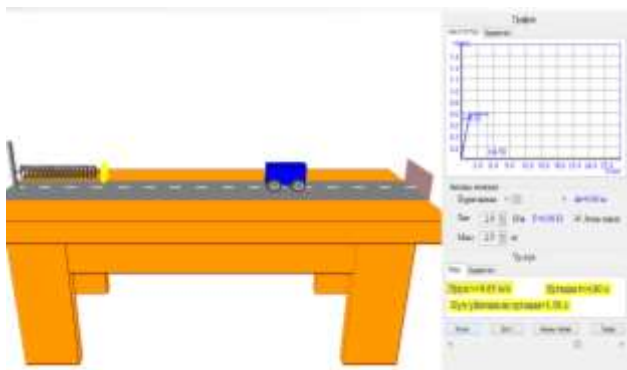
тулгуур хуулиудыг нээж байгаа нь аливааг гүн төнхөж сэтгэх, багаар сэтгэж, бүтээх чадварыг хөгжүүлэх эх ундрага нь болно.

IV. ЗАГВАР ЛАБОРАТОРИЙН БАГЦ

3D загвар лабораторийг хот хөдөөгийн хэд хэдэн сургуульд туршсан. Тулгуур хуулиуд болон чухал хэрэглээтэй уялдсан 8 бүлэг, 66 лабораторийн ажилтай. Үүнд: вектор, векторын үйлдэл-4, механик-11, таталцлын орон-9, молекул-11, цахилгаан-14, соронзон-3, оптик-9, атом-5 ажлаас бүрдэнэ.

Зарим тооцоо-дүрслэлт туршилт

Ньютоны хуулийн тооцоот лаборатори



Зураг-1. Ньютоны хуулийг нээх загвар лаборатори

Хэмжилт-1. m масстай биед өөр өөр хүчээр үйлчлэхэд хөдөлгөөний хурдатгалыг хэмжинэ. ХЭМЖИЛТ-1

№	$F(H)$	$m(кг)$	$a(м/с^2)$
1	0.92	2.5	0.38
2	0.76		0.30
3	0.64		0.26

Сурагчид: хурдатгал хүчтэй шууд хамааралтайг тогтооно:

$$a \sim F$$

Хэмжилт-2. Хүч тогтмол байхад массыг өөрчилж хурдатгалыг хэмжнэ.

ХЭМЖИЛТ-2.

№	$m(кг)$	$F(H)$	$a(м/с^2)$
1	2.0	0.5	0.25
2	1.5		0.33
3	1.0		0.50

Сурагчид: Хурдатгал нь масст урвуу хамааралтайг илрүүлнэ.

$$a \sim \frac{1}{m} \quad (1)$$

Нэгтгэн сэтгэх: $a \sim \frac{F}{m}$. Болхыг сурагчид

мэдэрнэ.

Хууль: Пропорционалийн коэффициентээр тэнцүүлбэл:

$$F = kma \quad (2)$$

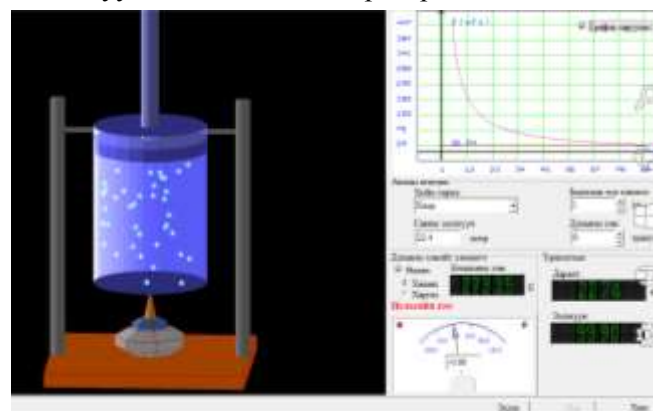
Тооцоо: Тоон баримтаас k -г олбол:

$$k = \frac{F}{ma} = \frac{0.92H}{0.38м/с^2 \cdot 2.5кг} \cong 1$$

Шинжилгээний дүгнэлт: Ньютоны 2-р хууль

$$F = ma \quad (3)$$

Хийн хуулийн тооцоот лаборатори



Зураг-2. Идеал хийг судлах загвар лаборатори

ХЭМЖИЛТ -3.

№	Процесс	$P(кПа)$	$T(K)$	$V(л)$	$\nu(моль)$
1	Изотерм	31,91	293,15	76,40	1
2		59,61		40,90	1
3		150,5		32,40	2
4		84,22		57,90	2
5	Изобар	101,42	312,75	25,65	1
6			411,15	33,72	1
7		202,84	334,35	27,42	2
8			424,35	34,70	2
9	Изохор	113,00	304,35	22,4	1
10		145,08	390,75		1
11		252,74	340,35		2
12		303,53	408,75		2

Сурагчид:

Хэмжилтээс изотерм процесс

$$PV = const \quad (4)$$

Изобар процесс

$$\frac{V}{T} = const \quad (5)$$

Изохор процесс

$$\frac{P}{T} = \text{const} \quad (6)$$

Нэгтгэн сэтгэх:

$$\frac{PV}{T} = \text{const} \quad (7)$$

Пропорционалийн коэффициентоор тэнцүүлбэл:

$$PV = RT \quad (8)$$

Хэмжилт-3-аас R -г олбол:

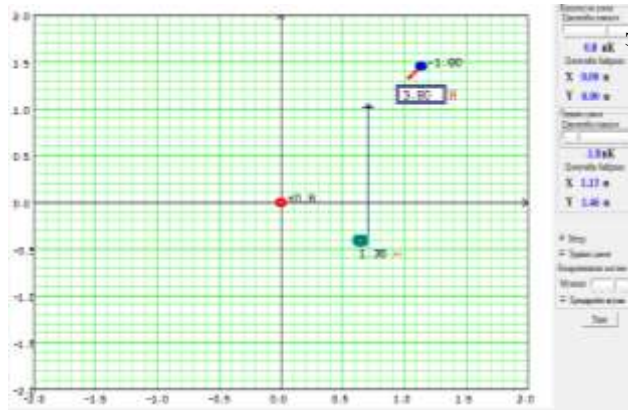
$$R = \frac{PV}{T} = 8.31 \frac{\text{Ж}}{\text{моль} \cdot \text{К}} \quad (9)$$

Үүнийг хийн түгээмэл тогтмол гэнэ. Нэг моль хийн хувьд $PV = RT$. V моль хийн хувьд

$$PV = \nu RT \quad (10)$$

Менделеев-Клапейроны тэгшитгэл гэнэ.

Кулоны хуулийн тооцоот лаборатори



Зураг-3. Кулоны хуулийг нээх загвар лаборатори

Хэмжилт-4: Цэнэгийн хэмжээг өөрчлөн туршуул цэнэгт үйлчлэх хүчийг хэмжинэ.

ХЭМЖИЛТ-4.

№	r (м)	q_1 (нКл)	q_2 (нКл)	F (нН)
1	1.5	0.6	1.0	2.38
2		1.0		3.96
3		1.6		6.34

Сурагчид: Хүч цэнэгийн үржвэрт шууд хамааралтай

$$F \sim q_1 q_2 \quad (11)$$

Хэмжилт-5: цэнэгүүдийн хоорондох зайг өөрчилбөл:

ХЭМЖИЛТ-5.

№	q_1	r (м)	q_2	F
---	-------	---------	-------	-----

	(нКл)		(нКл)	(нН)
1	1.4	1.12	1.0	9.86
2		1.59		4.97
3		2.1		3.09

Сурагчид: хүч нь зайд урвуу хамааралтай. Зэрэг нь тодорхойгүй

$$F \sim \frac{1}{r^n} \quad (12)$$

Шинжилгээ.

$$F \sim \frac{q_1 q_2}{r^n} \quad (13)$$

учир пропорционалийн коэффициент оруулбал

$$F = k \frac{q_1 q_2}{r^n} \quad (13)$$

Хэмжилт-2-оос ижил цэнэгтэй хоёр өөр зайд хүчний харьцаа бичвэл:

$$F_1 = k \frac{q_1 q_2}{r_1^n} \quad F_2 = k \frac{q_1 q_2}{r_2^n} \quad \frac{F_1}{F_2} = \frac{r_2^n}{r_1^n}$$

$$\frac{F_1}{F_2} = \left(\frac{r_2}{r_1} \right)^n \quad n = \frac{\ln\left(\frac{F_1}{F_2}\right)}{\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)} \quad n \approx 2 \quad (14)$$

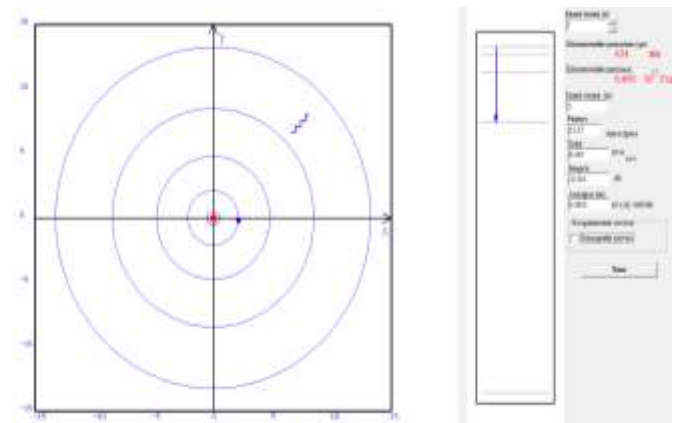
$$F = k \frac{q_1 q_2}{r^2} \quad (15)$$

к-г олж.

$$F = k \frac{q_1 q_2}{r^2} \Rightarrow k = \frac{F \cdot r^2}{q_1 q_2} \quad (16)$$

$k = 8.996 \cdot 10^9 \text{ Н} \cdot \text{м}^2 / \text{Кл}^2$. Үүнийг Кулоны тогтмол гэнэ.

Атомын цацаргалт



Зураг-4. Атомын цацаргалтыг судлах загвар лаборатори.

Хэмжилт-6. Дээд орбитуудаас нэгдүгээр түвшин рүү шилжих шилжилтийн давтамж, энерги, долгионы урт, амьдрах нас, төлөвийн радиусуудыг хэмжинэ.

ХЭМЖИЛТ-6.

№	m	n	$E(\text{эВ})$	$\tau(10^{-8} \text{ c})$	$\nu(10^{15} \text{ Гц})$	$\lambda(\text{нм})$
1	1	2	-3,4	0,2128	2,469	121,5
2		3	-1,5	0,1793	2,927	102,5
3		4	-0,85	0,7825	3,085	97,24
4		5	0,54	0,2424	3,160	94,93

Хэмжилт-6 боловсруулалт:

$$E_n = \frac{E_1}{n^2} \quad (17)$$

$E_1 = -13.6$ үндсэн төлөвийн энерги 1886 онд Бальмер хэмжсэн.

$$\text{Радиусуудын харьцаа} \quad \frac{r_n}{r_1} = n^2 \quad (18)$$

n квант төлөв дэхь электроны хурд

$$v_n = \frac{v_1}{n} \quad (19)$$

2 ба 3-аас тухайн орбит дахь

$$v_n \cdot r_n \sim n \quad (19)$$

n квант төлөвийн тойрог орбит дахь электроны дүүгүүр момент

$$m \cdot [\vec{v}_n \cdot \vec{r}_n] = \vec{L}_n \quad (20)$$

Тойрог орбитод $\vec{r}_n$, $\vec{v}_n$ перпендукуляр учир

$$m \cdot r_n \cdot v_n = L_n \quad (21)$$

$$v_n = \frac{v_1}{n} \text{ гэдгээс } L_n \sim n \text{ буюу } L_n = n \cdot H$$

$$H = \frac{L_n}{n} = 1.061 \cdot 10^{-34} \text{ Ж} \cdot c = \frac{h}{2\pi} = \hbar \quad (22)$$

Орбит дахь электроны дүүгүүр момент

$$m \cdot r_n \cdot v_n = L_n = n\hbar \quad (23)$$

V. ДҮГНЭЛТ

Физикийн 3D загвар лаборатрыг бүтээснээр ЕБС-д туршилтын техникт лабораторын зэргэцээ тооцоо дүрслэлт туршилт үйлдэх боломж бүрдэж байна.

Загвар лабораторийг ашиглан хичээл заах нь үлгэр, домог мэт сонсгож, томъёог тулган заадаг байдлаас ангижирч, суралцагсад тухайн үзэгдлийг мөн чанарыг нь ухан ойлгож, хууль дүрэм, томъёог өөрсдөө нээн илрүүлдэг тийм сургалтын аргыг бий болгоно.

Физик үзэгдлийн 3D загвар лабораторыг бүтээх явцдаа мэдээллийн технологи, компьютерграфикийн олон дэвшлийг шүүрдэн эзэмшээд эдүгэ webpage аргыг зохион бүтээх ажилдаа хэрэглэж эхлэв.

Бидний хуримтлуулсан туршлагыг ЕБС-ийн багш бэлтгэх сургалтад ямар нэг байдлаар нэвтрүүлбэл ач тустай болно гэж үзэж байна.

- [1] O.Lhagva, T.Ulambayar, P.Enkhtsetseg, "Virtual Laboratory for Physics Teaching" International Conference on Management and Education Innovation, Kuala Lumpur, Malaysia, 319, (2012)
- [2] Edward Angel "Interactive Computer Graphics" A Top-Down Approach with OpenGL, Third Edition, (2004)
- [3] O Lhagva, Kh. Tsookhuu, L. Erdenetuya et al. Use of a Physics Laboratory Model Pilot for Physics and Distance Learning. International Conference on Future of Open and Distance Learning in Mongolia, Sponsored by UNESCO, 2-4, Nov. 2005. Ulaanbaatar, Mongolia, 174, (2005)
- [4] О.Лхагва, Б.Алтанхүү, Т.Уламбаяр, Х.Отгонмөнх "Информационный и коммуникационной технологии в Общее образование" 2007 г. Кыргызстан Иссык-Куль, Азиатский Банк развития.

- [5] Физикийн 3D загвар лаборатори CD 2013, 2014, 2015 он.

ГАРЧИГ

1. **Spectroscopy with Polarization Controlled Entangled Photons for Detecting Orbital Excitation in Solids**
P.Munkhbaatar, D.Ulam-Orgikh, and J.Vanchinkhuu.....1-6
2. **Generation and Detection of Squeezed Phonon**
P.Munkhbaatar7-10
3. **Study of Gamma Ray Induced Paramagnetic Defects in SiO₂**
N.Tuvjargal, D.Baatarkhuu, T.Ochirkhuyag, J.Davaasambuу, and G.Shilagardi.....11-16
4. **Хөө, Үнсэнд Хийсэн Рентген Дифракцийн Фазын Судалгаа**
Ж.Ванчинхүү, Э.Баянжаргал, Ж.Даваасамбуу.....17-22
5. **Цахилгаан Шүүлтүүр Дотор Явагдах Титэмт Ниргэлгийн Хязгаарын Параметруудийг Тооцоолох нь**
Ж.Ванчинхүү, П.Мөнхбаатар, Б.Бат-эрдэнэ, Ш.Мөнхжаргал.....23-28
6. **Вакуумные Технологии Получения Материалов, Содержащих Углеродные Наночастицы Спектральное**
Э.М.Шпилевский, П.Тувшинтур, Г.Шилагарди, С.А.Филатов.....29-32
7. **Свойства Фуллерен Содержащих Материалов-Новые Возможности для Сенсоров**
Э.М.Шпилевский, П.Тувшинтур, Г.Шилагарди, С.А.Филатов, А.Г.Солдатов...33-34
8. **ANSYS Программын Шилжилтийн Горимын Динамик Аргачлалаар Пуужингийн Хатуу Түлшний Хөдөлгүүрийн Цэнэгийг Судалсан нь**
Ө. Батбаяр, Ли Жуо.....35-40
9. **Comparison of Air Pollution Measurement (Zuun Ail area)**
B.Bulgansaikhan, S.Lodoisamba, D.Shagjjamba, and G.Gerelmaa.....41-44
10. **Могодын Хагарлаас Үүсэх Газар Хөдлөлийн Аюулыг Магадлалын Аргаар Үнэлэх нь**
Т.Нарангарав, Ц.Баатарчулуун, Б.Ганбат.....45-48
11. **Алтан Ширээгийн Талбайн Геофизикийн Соронзон Хайгуулын Ажил**
Н.Наран-Эрдэнэ49-58
12. **Физик Сургалтын 3D Тооцоо-Дүрслэлт Лаборатори**
П.Энхцэцэг, Т.Уламбаяр, О.Лхагва, Б.Алтанхүү.....59-62

МУИС-ийн Эрдэм Шинжилгээний ФИЗИК сэтгүүлд өгүүлэл бичих журам

1. *Бичиглэлийн хэлбэр*
Цаасны хэмжээ A4 байна. Бичиглэл дээд талаасаа 0.845inch (2.15cm), доод талаасаа 0.845inch (2.15cm), зүүн талаасаа 0.845inch (2.15cm), баруун талаасаа 0.845inch (2.15cm) буюу хэвлэгдсэн материалын нийт өндөр 10 inch (25.4cm), өргөн 6.27 inch (15.93cm), (хамгийн ихдээ өндөр 25.5cm, өргөн 16cm-ээс хэтрэхгүй) байна.
2. *Хэл*
Өгүүллийг Англи, Монгол, Орос хэлний аль нэгээр **Latex, MS Word, Word perfect** программ ашиглан **Times New Roman** фонт ашиглан бичсэн байна.
3. *Өгүүллийн бүтэц*
Сэтгүүлд өгөх эрдэм шинжилгээний өгүүллийг дараах бүтцийг баримтлан бичнэ.
 - Гарчиг
 - Зохиогчдын нэр, байгууллага, хаяг
 - Товч утга /тавин үгнээс хэтрэхгүй/
 - Мэргэшлийн индекс
 - Түлхүүр үг (Заавал биш)
 - Удиртгал
 - Үндсэн хэсэг
 - Онолын үндэс
 - Хэмжилтийн арга зүй, хэмжилт гэх мэт
 - Үр дүн, дүгнэлт
 - Ишлэл буюу ном зүй
 - Товч утгын орчуулга
4. *Бичиглэл хийхэд баримтлах зарчмууд*
 - 4.1. Ишлэлийг дөрвөлжин хаалтанд [1], [7, 10-12.14] гэх мэт тэмдэглэнэ. American Physics Society (APS)-ийн Physics Review A (PRA) style хэрэглэнэ.
 - 4.2. Тооны аравт, зуутын таслалыг цэгээр тэмдэглэнэ.
 - 4.3. Томъёон дахь үсгийг заавал налуугаар бичнэ.
 - 4.4. Нэгж болон тусгай функцуудын нэрийг (sin, tg, log, exp, det, тгэх мэт) босоогоор бичнэ.
 - 4.5. Графикийг Enhanced PostScript (*.EPS) форматаар бэлтгэнэ. Графикт координатын тэнхлэг 1pt өргөнтэй байхаар бодож бусад шугамын өргөнийг сонгоно. Графикт тайлбарыг налуугаар (9pt) бичнэ.
5. *Бичиглэл хийх үсэгний хэв маяг*
 - 5.1. Header (хуудасны толгой)-9pt, *italic*, тэгш талын зүүн үзүүрт нь хуудасны дугаар, 0.5inch зай аваад зохиогчийн нэр, цэг тавиад гарчиг бичнэ. (хоёроос дээш зохиогчтэй бол .. нар гэж товчилно, гарчиг нь нэг мөрөнд багтахгүй бол гол утгыг нь гарган хураангуйлж багтаана)
 - 5.2. Гарчиг-14pt, Bold, Том үсгээр эхэлж жижиг үсгээр бичнэ
 - 5.3. Зохиогч-11pt, Bold, Томоор эхэлж жижгээр бичнэ
 - 5.4. Хаяг-9pt, *italic*.
 - 5.5. Abstract (Товч утга)-9pt, Үндсэн хэсгийн баруун, зүүн талаас 1 inch (2.54cm) зайтай бичнэ.
 - 5.6. Мэргэшлийн индекс- 11 pt (PACS number Physics and Astronomy Classification Scheme: <http://www.aip.org/pacs> хаягаас харна уу.
 - 5.7. Үндсэн хэсэг- 11pt, Зөвхөн хоёр баганаар (хоорондын зай нь 0.25inch=6.35mm)
 - 5.8. Бүлгийн (section) гарчиг- 11pt, ALL CAPITAL, Bold, дугаарлавал Ром тоо хэрэглэнэ.
 - 5.9. Дэд бүлгийн (subsection) гарчиг- 11pt, Томоор эхэлж жижгээр бичнэ, Bold, дугаарлавал A,B,C,... гэнэ.
 - 5.10. Ишлэл буюу ном зүй – 11pt.
6. *Өгүүллийг хүлээн авах:*
 - 6.1. Өгүүллийн тод хэвлэсэн хоёр хувийг файлын хамт авна. Зургийн файлыг тусад нь авна.
 - 6.2. Хэвлэсэн хувь дээр зохиогчид гарын үсэг зурсан байна.
 - 6.3. Өгүүлэл хэвлүүлэхийг зөвшөөрсөн эрдэм шинжилгээний семинарын эрхлэгчийн гарын үсэг бүхий зөвшөөрөлтэй байна.

(Өгүүллийг бичихдээ олон улсад хүлээн зөвшөөрөгдсөн Америк физикийн нийгэмлэгийн сэтгүүлийн бичиглэл, тэмдэглэлийн журмыг ерөнхийд нь баримтална. <http://publish.aps.org/INFAUTH/msprep.html>)

Редакцийн зөвлөл