

$^{28}\text{Si}-^{16}\text{O}_\text{S}-^{30}\text{Si}$  по отношению к полосе  $^{28}\text{Si}-^{16}\text{O}_\text{S}-^{28}\text{Si}$ , а полуширина полосы поглощения А-центра ( $^{28}\text{Si}-^{16}\text{O}_\text{S}-^{28}\text{Si}$ ) составляет  $5,3\pm 0,25\text{ см}^{-1}$ .

**Ключевые слова:** локальные колебательные моды; кремний; ИК-поглощение; изотопический сдвиг; изотопный состав.

## INFLUENCE OF ISOTOPIC COMPOSITION OF NATURAL SILICON ON LOCAL VIBRATIONAL MODES OF VACANCY-OXYGEN COMPLEX AT ROOM TEMPERATURE

E. A. Tolkacheva<sup>1</sup>, V. P. Markevich<sup>2</sup>, L. I. Murin<sup>1</sup>

<sup>1)</sup> *Scientific-Practical Materials Research Centre of NAS of Belarus, P. Brovki str. 19, 220072 Minsk, Belarus*

<sup>2)</sup> *The University of Manchester, Manchester M13 9PL, United Kingdom*  
Corresponding author: E. A. Tolkacheva (talkachova@physics.by)

Isotopic content of natural silicon ( $^{28}\text{Si}$  (92,23 %),  $^{29}\text{Si}$  (4,68 %) и  $^{30}\text{Si}$  (3,09 %)) affects noticeably the shape of IR absorption bands related to the oxygen impurity atoms. In the present work an attempt is undertaken to determine the positions of LVMS, related to quasimolecules  $^{28}\text{Si}-^{16}\text{O}_\text{S}-^{29}\text{Si}$  and  $^{28}\text{Si}-^{16}\text{O}_\text{S}-^{30}\text{Si}$  ( $\text{O}_\text{S}$  - substitutional oxygen atom), for the absorption spectra measured at room temperature. An estimation of the isotopic shifts of corresponding modes in a semi empirical way has been done by the fitting the shape of the experimentally measured absorption band related to the vacancy-oxygen center in irradiated Si crystals. The LVM isotope shifts are found to be equal  $2,2\pm 0,25\text{ см}^{-1}$  for  $^{28}\text{Si}-^{16}\text{O}_\text{S}-^{29}\text{Si}$  and  $4,3\pm 0,9\text{ см}^{-1}$  for  $^{28}\text{Si}-^{16}\text{O}_\text{S}-^{30}\text{Si}$  in relation to the basic band  $^{28}\text{Si}-^{16}\text{O}_\text{S}-^{28}\text{Si}$ , and the full width at half maximum of the A-center absorption band ( $^{28}\text{Si}-^{16}\text{O}_\text{S}-^{28}\text{Si}$ ) is  $5,3\pm 0,25\text{ см}^{-1}$ .

**Key words:** local vibrational mode; silicon; infra-red absorption; isotopic shift; isotopic content.

Полный текст материалов доклада будет опубликован в журнале «Журнал Белорусского государственного университета. Физика»; 2021 г.

## ГЕНЕРАЦИЯ АКУСТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ ВБЛИЗИ ИОННЫХ ТРЕКОВ

А. И. Урбанович, Ю. И. Чепурная

*Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь, e-mail: urbanovich@bsu.by*

Используя тепловой механизм генерации звука, рассмотрено возбуждение акустических колебаний при торможении высокоэнергетических ионов в конденсированных средах. В модели цилиндрического трека рассчитаны амплитуды акустического сигнала и возникающих при этом угловых и радиальных напряжений.

**Ключевые слова:** термоакустические процессы; трекообразование; температурное поле; поле перемещений; термоупругие напряжения.

# GENERATION OF ACOUSTIC OSCILLATIONS NEAR THE ION TRACKS

A. I. Urbanovich, J. I. Chepurnaya

*Belarusian State University, Nezavisimosti av. 4, 220030 Minsk, Belarus*

*Corresponding author: A. I. Urbanovich (urbanovich@bsu.by)*

Using the thermal mechanism of sound generation, the excitation of acoustic oscillations during deceleration of high-energy ions in condensed matter was studied. In the model of a cylindrical track, the amplitudes of the acoustic signal and the resulting angular and radial stresses were calculated.

**Key words:** thermoacoustic processes; track formation; temperature field; displacement field; thermoelastic stress.

## ВВЕДЕНИЕ

Быстрые заряженные частицы при прохождении через вещество могут возбуждать акустические колебания, обусловленные различными механизмами [1]. Одним из основных механизмов генерации акустических колебаний в треках является тепловой [2, 3]. Появление акустических эффектов в треке можно представить как следствие формирования термического пика [4, 5]. Локальные нагревы могут приводить к появлению различных дефектов [2–5]. Возникновение термоупругих напряжений зачастую рассматривается как одна из основных возможных причин образования таких дефектов. Например, в работе [6] наблюдалось образование кратеров и пирамидок на поверхности кристаллов  $Al_2O_3$ , облучаемых ионами  $Bi$  с энергиями 150–710 МэВ. Для ионов  $Bi$  с энергиями 269 МэВ и эффективного радиуса трека 3 нм было получено максимальное значение радиального растягивающего напряжения  $\sigma_r$  на расстоянии 15 нм от оси трека, равное 40 ГПа, что значительно превышает литературные значения макроскопической прочности на сжатии для сапфира, составляющие 0,3–2 ГПа. В работе [3] была рассмотрена термоупругая генерация продольных акустических колебаний вблизи ионных треков в динамическом режиме, когда учитываются ускорения в перемещениях частиц. В настоящем докладе проведен расчет амплитуды акустического сигнала в квазистатическом режиме и возникающих при этом угловых и радиальных напряжений.

## МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Будем использовать модель цилиндрического трека с радиусом  $R_0$ . Рассмотрим упругую среду с температурой  $T = 0$ , внутри которой происходит выделение тепловой энергии. Предположим, что температура поверхности цилиндра изменяется по закону

$$T(r, t)|_{r=R_0} = T_0 \cdot f(t), \quad f(t) = \frac{t}{t_0} \exp\left(\frac{t_0 - t}{t_0}\right),$$

где  $T_0$  – const;  $t_0$  – характерное время изменения температуры решетки.

Радиус цилиндрической области, где происходит первоначальный всплеск температуры  $\sim 1$  нм [4]. По мере остывания электронов и увеличения температуры решетки за счет электрон-фононных взаимодействий радиус разупорядоченной области возрастает. Когда температура электронного газа падает настолько, что основным

процессом остывания становится теплопередача решетке, радиус цилиндрической области, где происходят релаксационные процессы, и принимают за радиус трека.

По смыслу значение  $t_0$  является точкой максимума функции  $f(t)$  и должно приближенно совпадать с характерным временем теплопередачи от электронов решетке. По оценкам  $t_0 \approx 10^{-13} - 10^{-11}$  с [5].

В результате нагрева происходит тепловое расширение среды и возникает поле перемещений (деформаций), появляется термоупругая сила, пропорциональная градиенту плотности поглощенной энергии, и, как следствие, генерируются термоупругие напряжения  $\sigma_{ij}$  ( $i, j = x, y, z$ ) [1]. В цилиндрической системе координат поле температур  $T(r, t)$  и радиальная компонента перемещений  $U(r, t)$  с соответствующими начальными условиями будут описываться следующими уравнениями [3]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} &= a \left( \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right), \quad t > 0, r \geq R_0; \\ \frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial r} - \frac{U}{r^2} - \frac{1}{V_{36}^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} &= \frac{1+\mu}{1-\mu} \alpha \frac{\partial T}{\partial r}, \quad t > 0, r \geq R_0; \\ T(r, t)|_{t=0} &= 0; \quad U(r, t)|_{t=0} = 0; \quad \frac{\partial U}{\partial t}|_{t=0} = 0, \end{aligned}$$

где  $a$  – коэффициент температуропроводности,  $\alpha$  – коэффициент объемного расширения,  $V_{36}$  – скорость звука,  $\mu$  – коэффициент Пуассона ( $0 < \mu < 0,5$ ).

В рассматриваемой задаче отличными от 0 будут радиальная  $\sigma_{rr}$  и угловая  $\sigma_{\varphi\varphi}$  компоненты напряжений, а именно:

$$\begin{aligned} \sigma_{rr}(r, t) &= \frac{2G}{1-2\mu} \left( (1-\mu) \frac{\partial U}{\partial r} + \mu \frac{U}{r} - (1+\mu) \alpha T \right), \\ \sigma_{\varphi\varphi}(r, t) &= \frac{2G}{1-2\mu} \left( \mu \frac{\partial U}{\partial r} + (1-\mu) \frac{U}{r} - (1+\mu) \alpha T \right). \end{aligned}$$

Граничное условие для  $u$  задается в виде:

$$\sigma_{rr}(r, t)|_{r=R_0} = 0.$$

Определение температурных напряжений является, вообще говоря, динамической задачей. Однако если изменение температуры происходит медленно, то инерционные эффекты часто можно не принимать во внимание. И тогда такой режим называется квазистатическим. В этом случае должно выполняться условие:  $r \ll V_{36} t$ .

После введения обозначений

$$\frac{T}{T_0} = \varphi, \quad \frac{r}{R_0} = \xi, \quad \frac{at}{R_0^2} = \tau, \quad \tau_0 = \frac{at_0}{R_0^2}, \quad u = \frac{1-\mu}{(1+\mu)\alpha R_0 T_0} U$$

получим следующую задачу:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varphi}{\partial \tau} &= \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \xi^2} + \frac{1}{\xi} \frac{\partial \varphi}{\partial \xi}, \quad \tau > 0, \xi \geq 1; \\ \varphi(\xi, \tau)|_{\tau=0} &= 0, \quad \varphi(\xi, \tau)|_{\xi=1} = \frac{\tau}{\tau_0} \exp\left(\frac{\tau_0 - \tau}{\tau_0}\right); \end{aligned}$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial \xi^2} + \frac{1}{\xi} \frac{\partial u}{\partial \xi} - \frac{u}{\xi^2} = \frac{\partial \varphi}{\partial \xi}, \quad \tau > 0, \xi \geq 1;$$

$$u(\xi, \tau)|_{\tau=0} = 0, \quad \frac{\partial u(\xi, \tau)}{\partial \tau}|_{\tau=0} = 0;$$

$$(1 - \mu) \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{\mu}{\xi} u - (1 - \mu) \varphi|_{\xi=1} = 0;$$

$$u(\xi, \tau) < \infty \text{ при } \xi \rightarrow \infty;$$

$$\sigma_r = \frac{1}{1 - 2\mu} \left( (1 - \mu) \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{\mu}{\xi} u - (1 - \mu) \varphi \right);$$

$$\sigma_\varphi = \frac{1}{1 - 2\mu} \left( \mu \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1 - \mu}{\xi} u - (1 - \mu) \varphi \right).$$

Задача решалась численно с помощью языка программирования Java при следующих значениях параметров:  $a = 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$ ,  $V_{зв} = 8,9 \cdot 10^3 \text{ м/с}$ ,  $R_0 = 2,8 \text{ мм}$ ,  $\mu = 0,25$ ,  $t_0 = 0,3 \cdot 10^{-12} \text{ с}$ .

### РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рисунке 1 представлена зависимость безразмерной температуры  $\varphi$  от безразмерного времени  $\tau$  при различных значениях безразмерной радиальной координаты  $\xi$  ( $\xi \geq 1$ ). В зависимости  $\varphi(\tau)$  имеется характерный максимум, причем величина максимума уменьшается в области  $\tau \geq 10$  с увеличением  $\xi$ , а сам максимум сдвигается в сторону больших времен  $\tau$ , что связано с рассасыванием тепловой энергии.

На рисунке 2 при  $\tau_0 = 10$  представлены зависимости безразмерной температуры  $\varphi$  от радиальной координаты  $\xi$  при различных значениях  $\tau$  ( $\tau < \tau_0$ ). Из рисунка видно, что в рассматриваемой области значений параметров температура на границе  $\xi = 1$  наибольшая, а затем, как и следовало ожидать, она уменьшается с увеличением  $\xi$ , что также связано с рассасыванием тепловой энергии.

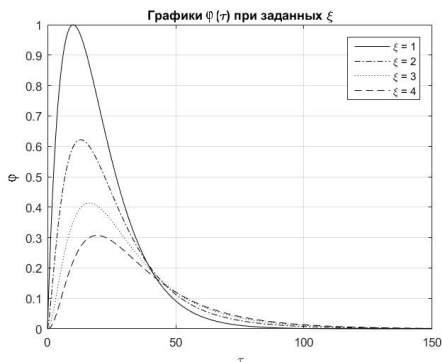


Рисунок – 1

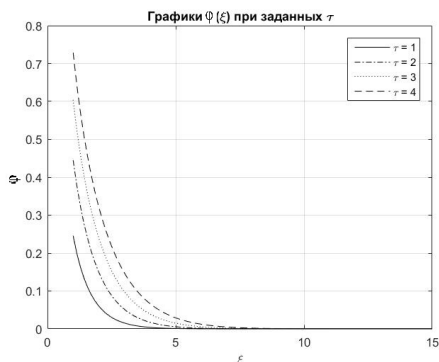


Рисунок – 2

На рисунке 3 представлены зависимости безразмерной величины перемещений  $u$  от временной переменной при различных значениях радиальной координаты. При

значениях  $1 \leq \xi \leq 3,1$  перемещения отрицательны и имеют характерный минимум при  $\tau \approx 21$ , связанный со сжатием среды ( $u < 0$ ), который затем сменяется характерным максимумом в области  $\tau \approx 23$ , связанным с растяжением среды ( $u > 0$ ).

На рисунке 4 представлены зависимости перемещений среды от радиальной координаты в различные моменты времени. Из полученных графиков видно, что величина  $u$  в начальные моменты времени отрицательна, т.е. происходит сжатие среды. В области  $3,25 \leq \xi \leq 3,5$  величина  $u$  меняет знак, т.е. состояние сжатия заменяется на состояние растяжения, достигает максимального значения и медленно при больших  $\xi$  уменьшается до нуля. Такая зависимость  $u$  от  $\tau$  характерна для резкого повышения температуры на границе  $\xi = 1$ .

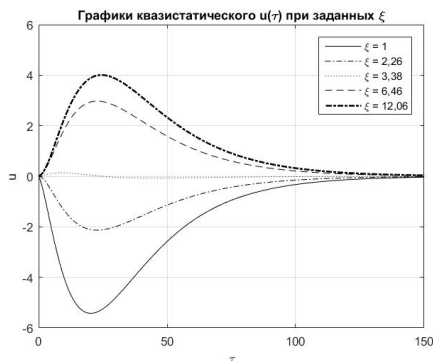


Рисунок – 3

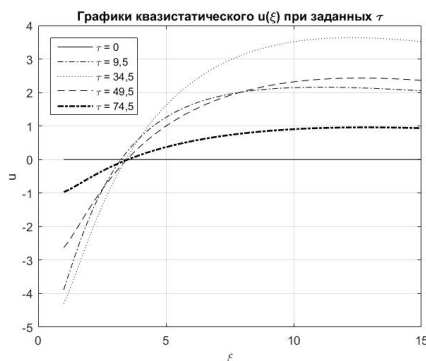


Рисунок – 4

На рисунке 5 представлены графики зависимости безразмерных радиальных напряжений  $\sigma_r$ , возникающих в результате локального нагрева, от временной переменной при различных значениях  $\xi$ . Из графиков видно, что в зависимости  $\sigma_r(\tau)$  имеется характерный максимум в области  $\tau \approx 23$ , величина которого уменьшается с возрастанием  $\xi$ .

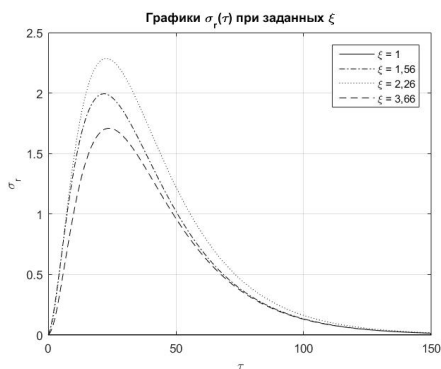


Рисунок – 5

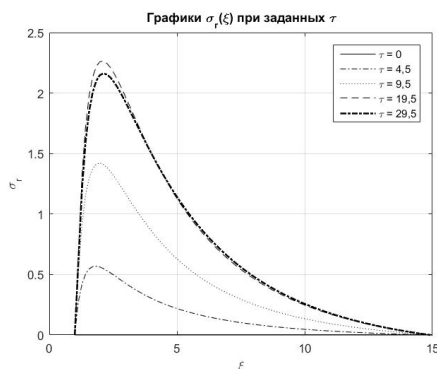


Рисунок – 6

Рисунок 6 иллюстрирует зависимость  $\sigma_r$  от радиальной переменной  $\xi$  в различные моменты времени. Поскольку граничное условие для  $u$  задавалось в виде  $\sigma_r|_{\xi=1} = 0$ , то в зависимости от  $\xi$  мы видим характерный максимум в области

$\xi \approx 2,1$ , величина которого с ростом  $\tau$  сначала растет, а затем уменьшается, причем его положение смещается ближе к границе  $\xi = 1$ . Такая зависимость связана с тем, что с ростом температуры  $\sigma_r$  начинает возрастать, а когда температура проходит через максимум, величина  $\sigma_r$  начинает уменьшаться.

На рисунке 7, а представлены графики зависимости угловых напряжений  $\sigma_\varphi$  от временной переменной  $\tau$  при различных значениях  $\xi$ . Из графиков видно, что при  $1 \leq \xi \lesssim 2,68$  величина  $\sigma_\varphi$  отрицательна, что соответствует напряженному состоянию сжатия среды. При  $\xi \gtrsim 3,24$  величины  $\sigma_\varphi$  начинают принимать положительные значения, что соответствует напряженному состоянию растяжения среды. Отметим, что при  $\xi \approx 1$  и  $\tau \approx 20$  угловые напряжения  $\sigma_{\varphi\varphi}$  почти на порядок превышают стационарные значения [7, 8]. Отметим, что при значениях  $2,82 \lesssim \xi \lesssim 3,1$  угловые напряжения также являются неустановившимися и имеют вид биполярного импульса, о чем свидетельствуют графики рисунка 7, б.

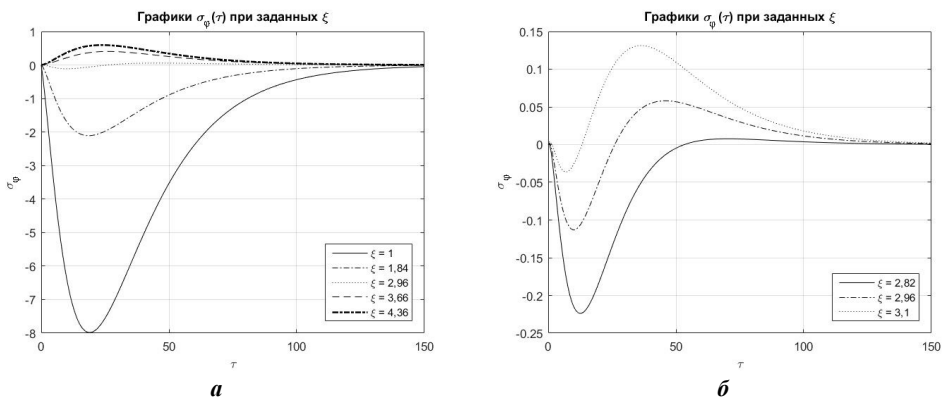


Рисунок – 7

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены термоакустические процессы при торможении высокоэнергетических ионов в конденсированных средах. В модели цилиндрического трека проведен расчет амплитуды акустического сигнала и генерируемых при этом угловых  $\sigma_{\varphi\varphi}$  и радиальных  $\sigma_{rr}$  напряжений. В неустановившемся режиме угловые напряжения могут иметь вид биполярного импульса и в начальные моменты времени образования трека иметь величины, почти на порядок превышающие их стационарные значения.

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. Лямшев, Л.М. Радиационная акустика / Л.М. Лямшев, Б.Н. Челноков ; под. ред. Л.М. Лямшева. – М. : Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987. – 136 с.
2. Комаров, Ф.Ф. Дефектообразование и трекообразование в твердых телах при облучении ионами сверхвысоких энергий / Ф.Ф. Комаров. // УФН. – 2003. – Т.173. – С.1287–1318.
3. Комаров, Ф.Ф. Термоупругая генерация продольных акустических колебаний вблизи ионных треков / Ф.Ф. Комаров, А.И. Урбанович, В.Н. Ювченко // Доклады НАН Беларуси. – 2006. – Т. 50, №3. – С.37–42.

4. Комаров, Ф.Ф. Температурные поля и трекообразование в материалах, облучаемых ионами высоких энергий / Ф.Ф. Комаров, А.И. Урбанович // Доклады НАН Беларуси. – 2005. – Т.49, №1. – С.54–57.
5. Комаров, Ф.Ф. Нано- и микроструктурирование твердых тел быстрыми тяжелыми ионами / Ф.Ф. Комаров // УФН. – 2017. – Т.187, №5. – С.465–509.
6. Скуратов, В.А. Модификация поверхности  $Al_2O_3$  высокоэнергетическими ионами висмута / В.А. Скуратов, А.Е. Ефимов, Д.Л. Загорский // ФТТ. – 2002. – Т.44, №1. – С.165–169.
7. Комаров, Ф.Ф. Модель термического пика для описания трекообразования в кристаллах полупроводников облучаемых тяжелыми высокоэнергетическими ионами / Ф.Ф. Комаров, В.Н. Ювченко // ЖТФ. – 2003. – Т.73, №6. – С.56–60.
8. Klaumünzer, S. Ion tracks in quartz and vitreous silica / S. Klaumünzer // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. – 2004. – Vol.225, №1-2. – P.136–153.

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КОНЦЕНТРИРОВАННОГО СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С МАТЕРИАЛАМИ

**Ж. З. Шерматов<sup>1</sup>, М. С. Пайзуллаханов<sup>1</sup>, Э. З. Нодирматов<sup>1</sup>, О. Т. Ражаматов<sup>1</sup>,  
Ф. Н. Эрнazarов<sup>1</sup>, М. Т. Сулайманов<sup>1</sup>, Ф. Нурматов<sup>1</sup>, Ш. Й. Махмудов<sup>1</sup>, Н. Н. Черенда<sup>2</sup>**

<sup>1)</sup> *Академия наук Республики Узбекистан, Институт Материаловедения НПО «Физика-Солнце» АН РУз,  
e-mail: shermatov-82@bk.ru, e-mail: fayz@bk.ru*

<sup>2)</sup> *Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь,  
e-mail: cherennda@bsu.by*

Солнечных технологий обуславливают экономический эффект от применения плавящего на Большой Солнечной Печи материала в производстве ситалловых изделий. Расчеты показывают, что удельный расход электроэнергии традиционного стекловарения составляет порядка 1,6 кВт\*час/кг. Для получения 100 кг стекла тратится 160 кВт \*час электрической энергии. А удельный расход электроэнергии при работе солнечной печи составляет 12 кВт\*час. За один солнечный день на можно плавить базальтовые отходы в количестве до 500 кг, при расходе электрической энергии 50 кВт\*час. Разница в расходе электрической энергии традиционной и солнечной печей составляет в 15 раза.

**Ключевые слова:** концентрированный поток; солнечная печь; взаимодействие; излучение; расплав; охлаждение.

## INTERACTION OF CONCENTRATED SOLAR RADIATION WITH MATERIALS

**Zh. Z. Shermatov<sup>1</sup>, M. S. Payzullakhanov<sup>1</sup>, E. Z. Nodirmatov<sup>1</sup>, O. T. Rajamatov<sup>1</sup>,  
F. N. Ernazarov<sup>1</sup>, M. T. Sulaimanov<sup>1</sup>, F. Nurmatov<sup>1</sup>, Sh. Y. Makhmudov<sup>1</sup>, N. N. Cheren<sup>2</sup>**

<sup>1)</sup> *Uzbekistan Academy of science Institute of Material Sciences SPA “Physics-Sun”*

<sup>2)</sup> *Belarusian State University, Nezavisimosti av. 4, 220030 Minsk, Belarus*

*Corresponding author: Zh. Z. Shermatov (shermatov-82@bk.ru)*

Solar technologies determine the economic effect from the use of melted material in the Large Solar Furnace in the production of sital products. Calculations show that the specific power consumption of traditional glass making is about 1.6 kW \* h / kg. To obtain 100 kg