

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Было замечено, что в процессе отжига для графитизации алмазных нано частиц (5 нм) при температуре порядка 1000 °С энергия активации составляет 190 кДж/моль, что ниже даже по сравнению с CVD алмазами [4]. Авторы объясняли наблюдаемую низкую энергию активации графитизации механизмом постепенного трансформирования в плоскость графита. Этот механизм предполагает, что атомы не отделяются от плоскости алмаза. Энергия активации для поликристаллического CVD алмаза лежит между двумя крайними формами алмаза – монокристалл и наночастица. Сравнительный анализ кинетики отжига парамагнитных центров в алмазных материалах позволяет устанавливать, какие виды дефектов структуры ускоряют или замедляют процесс рекристаллизации при тепловом воздействии на поврежденный внешними условиями алмаз.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. Пул Ч., Техника ЭПР спектроскопии. Ч. Пул. – М.: Изд-во Мир , 1970.
2. Родунер, Э. Размерные эффекты в наноматериалах / Э. Родунер. – М.: Техносфера, 2010. – 352 с.
3. Ralchenko, V. Structure and properties of high-temperature annealed CVD diamond / V. Ralchenko, L. Nistorb, E. Pleulerc, A. Khomichd, I. Vlasova, R. Khmelnitskii // 8th International Conference on New Diamond Science and Technology (ICNDST-8), Melbourne, 22–26 July, 2002 / Diamond and Related Materials. – 2003. – Vol. 12, N. 10–11. – P. 1964–1970.
4. Pleskov, Y.V. Vacuum-annealed undoped polycrystalline CVD diamond: a new electrode material / Y.V. Pleskov, M.D. Krotova, V.G. Ralchenko, A.V. Khomich, R.A. Khmelnitskii // Electrochimica Acta. – 2003. – Vol. 49, N. 1. – P. 41–43.

ДРЕЙФ МИКРОЧАСТИЦЫ С ПОСТОЯННЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ДИПОЛЬНЫМ МОМЕНТОМ В ГРАДИЕНТНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЕ

Н. А. Поклонский, А. С. Скирковский, С. А. Вырко, Т. И. Бакланов

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

Получена формула для силы, действующей на микрочастицу со стационарным электрическим дипольным моментом в стоячей электромагнитной волне с изменяющейся в пространстве амплитудой. Эта сила может быть использована для управления движением микрочастицы с плоским p – n -переходом посредством воздействия на нее градиентной электромагнитной волны достаточной интенсивности.

Ключевые слова: микрочастица; постоянный электрический дипольный момент; градиентная электромагнитная волна; сила Гапонова–Миллера.

DRIFT OF A MICROPARTICLE WITH A PERMANENT ELECTRIC DIPOLE MOMENT IN A GRADIENT ELECTROMAGNETIC WAVE

N. A. Poklonski, A. S. Skirkovsky, S. A. Vyrko, T. I. Baklanov

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

Corresponding author: N. A. Poklonski (poklonski@bsu.by)

A formula is obtained for the force acting on a microparticle with a stationary electric dipole moment in a standing electromagnetic wave with a spatially varying amplitude. This force can be used to control the movement of a microparticle with a planar p - n junction by exposing it to a gradient electromagnetic wave of sufficient intensity.

Key words: microparticle; permanent electric dipole; gradient electromagnetic wave; Gaponov–Miller force.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время актуальны исследования движения микрочастиц в квазистатических электрических полях (см., например [1]). Так, в работе [2] показана возможность разделения потоков молекул в таких полях, на основании чего рассмотрена возможность создания сепаратора для поляризуемых молекул с постоянным электрическим дипольным моментом. Исследуются также особенности движения заряженных частиц в переменном электрическом поле [3–5]. Интерес к этим исследованиям обусловлен тем, что они могут найти применения для целей: 1) разработки новых типов электромеханических устройств на микродиode с плоским p - n -переходом; 2) управления движением молекулярных объектов с постоянным дипольным электрическим моментом под действием градиентного электромагнитного поля; 3) оценки распределения микрочастиц по их постоянному электрическому дипольному моменту.

Цель работы – развить аналитическую модель движения полупроводниковой микрочастицы с плоским p - n -переходом (т. е. с постоянным дипольным моментом двойного электрического слоя) во внешнем неоднородном электромагнитном поле. Для этого обобщим формулу Гапонова–Миллера для случая воздействия на такую микрочастицу с постоянным дипольным моментом градиентной (неоднородной) электромагнитной волны, а также оценим возможность практической реализации направленного движения дипольной микрочастицы в такой волне.

ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Известно, что на точечную частицу с зарядом q в высокочастотном электрическом поле $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r}) \sin(\omega t)$ действует сила Гапонова–Миллера (иначе сила высокочастотного давления) [3, 4]:

$$\mathbf{F}_{\text{Гр}} = -\frac{q^2}{4m\omega^2} \nabla E^2(\mathbf{r}), \quad (1)$$

где m – масса частицы, ω – угловая частота внешнего электрического поля, t – время, $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ – амплитуда напряженности электрической компоненты волны.

Исходя из результатов работы [3], приведем расчет силы Гапонова–Миллера $\mathbf{F}_{\text{Гр}}$, действующей на точечную заряженную частицу с массой m и зарядом q в высокочастотном электрическом поле. Уравнение движения такой частицы в электромагнитном поле имеет вид:

$$m\ddot{\mathbf{r}} = q\mathbf{E} + q\dot{\mathbf{r}} \times \mathbf{B}, \quad (2)$$

где $\dot{\mathbf{r}}$ и $\ddot{\mathbf{r}}$ – векторы скорости и ускорения частицы соответственно, $\mathbf{E}$ – вектор напряженности электрической компоненты поля, $\mathbf{B}$ – вектор индукции магнитной компоненты поля.

Если электрическое поле меняется по закону

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r}) \sin(\omega t), \quad (3)$$

то из уравнения Максвелла

$$\nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0 \quad (4)$$

следует, что

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{B}(\mathbf{r}) \cos(\omega t), \quad (5)$$

а амплитуды электрической и магнитной компонент волны связаны выражением

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) - \omega \mathbf{B}(\mathbf{r}) = 0. \quad (6)$$

Считая, что за период осцилляций $2\pi/\omega$ частица проходит расстояния, в пределах которых амплитуда электрической компоненты поля меняется незначительно, разложим поле в ряд Тейлора в точке $\mathbf{r} = 0$, ограничиваясь первыми двумя членами ряда:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}(0) + (\mathbf{r} \cdot \nabla) \mathbf{E}(0). \quad (7)$$

Подставив это разложение амплитуды электрической компоненты поля в начале координат ($\mathbf{r} = 0$) в уравнение движения (2), получим с учетом (5) и (6) уравнение движения в первом приближении:

$$m\ddot{\mathbf{r}} = q\mathbf{E}_0 \sin(\omega t) + q(\mathbf{r} \cdot \nabla) \mathbf{E}_0 \sin(\omega t) + q \left[\frac{\dot{\mathbf{r}}}{\omega} \times [\nabla \times \mathbf{E}_0] \right], \quad (8)$$

где $\mathbf{E}_0 = \mathbf{E}(0)$; нижний индекс «0» соответствует началу координат (т. е. точке $\mathbf{r} = 0$).

Уравнение (8), в отличие от (2), является линейным, и его можно решать методом последовательных приближений. Отбрасывая в нем два последних члена, получим уравнение движения в нулевом приближении:

$$m\ddot{\mathbf{r}} = q\mathbf{E}_0 \sin(\omega t). \quad (9)$$

Частное решение уравнения (9) имеет вид

$$\mathbf{r} = -\frac{q}{m\omega^2} \mathbf{E}_0 \sin(\omega t), \quad \dot{\mathbf{r}} = -\frac{q}{m\omega} \mathbf{E}_0 \cos(\omega t). \quad (10)$$

Подставив это решение в правую часть уравнения (8) и усреднив ее по периоду, получим с учетом математического тождества [6]

$$\frac{1}{2} \nabla E^2 = (\mathbf{E} \cdot \nabla) \mathbf{E} + [\mathbf{E} \times [\nabla \times \mathbf{E}]] \quad (11)$$

в первом приближении формулу (1) для движения точечного заряда q в высокочастотной электромагнитной волне (далее индекс «0», характеризующий начало разложения, опущен):

$$\mathbf{F}_{\text{гп}} = m\ddot{\mathbf{r}} = -\frac{q^2}{4m\omega^2} \nabla E^2(\mathbf{r}). \quad (12)$$

Приведем расчет силы для случая действия градиентной электромагнитной волны на микрочастицу с постоянным электрическим дипольным моментом, которая является обобщением силы Гапонова–Миллера (1) для заряженной частицы в высокочастотном электрическом поле [3].

Расчет проводится по методу, описанному в [4], но в отличие от расчета, описанного в [3, 4], в данной работе при записи уравнения движения используются форму-

лы для действия электрического поля на электрический диполь $\mathbf{p}$, а не на точечную заряженную частицу.

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r}) \cos(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t), \quad (13)$$

где $\mathbf{k}$ — волновой вектор электромагнитной волны.

Уравнение движения центра масс микрочастицы с диполем в электромагнитном поле имеет вид:

$$m\ddot{\mathbf{r}} = (\mathbf{p} \cdot \nabla)(\mathbf{E} + \dot{\mathbf{r}} \times \mathbf{B}). \quad (14)$$

Преобразуем выражение (13) с помощью формулы косинуса разности. Тогда имеем:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_1(\mathbf{r}) \cos(\omega t) + \mathbf{E}_2(\mathbf{r}) \sin(\omega t), \quad (15)$$

где $\mathbf{E}_1(\mathbf{r}) = \mathbf{E}(\mathbf{r}) \cos(\mathbf{k}\mathbf{r})$; $\mathbf{E}_2(\mathbf{r}) = \mathbf{E}(\mathbf{r}) \sin(\mathbf{k}\mathbf{r})$.

Подставляя (15) в (4), для магнитной компоненты волны получим

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{\omega} \{ [-\nabla \times \mathbf{E}_1(\mathbf{r}) \sin(\omega t)] + [\nabla \times \mathbf{E}_2(\mathbf{r}) \cos(\omega t)] \}. \quad (16)$$

Считаем, что за время $2\pi/\omega$ микрочастица проходит расстояние, в пределах которого амплитуда электрической компоненты поля, а также скорость микрочастицы $\dot{\mathbf{r}}$ меняется незначительно (скорость обоих зарядов в стационарном диполе одинакова, так что $(\mathbf{p} \cdot \nabla)\dot{\mathbf{r}} = 0$). Тогда, раскладывая напряженность электрического поля в ряд Тейлора, можно ограничиться первым приближением [3] согласно формуле (7). Подставив это разложение поля в уравнение движения (14), получим уравнение движения (в первом приближении):

$$m\ddot{\mathbf{r}} = (\mathbf{p} \cdot \nabla) \{ \mathbf{E}_0 + (\mathbf{r} \cdot \nabla) \mathbf{E}_0 + [\dot{\mathbf{r}} \times \mathbf{B}_0] \}. \quad (17)$$

Далее, подставив в уравнение (17) выражения (15) и (16), получим:

$$m\ddot{\mathbf{r}} = (\mathbf{p} \cdot \nabla) \left\{ \mathbf{E}_{10} \cos(\omega t) + \mathbf{E}_{20} \sin(\omega t) + (\mathbf{r} \cdot \nabla)(\mathbf{E}_{10} \cos(\omega t) + \mathbf{E}_{20} \sin(\omega t)) + \right. \\ \left. + \left[\dot{\mathbf{r}} \times \frac{1}{\omega} ([-\nabla \times \mathbf{E}_{10} \sin(\omega t)] + [\nabla \times \mathbf{E}_{20} \cos(\omega t)]) \right] \right\}, \quad (18)$$

где $\mathbf{B}_0$, $\mathbf{E}_{10}$, $\mathbf{E}_{20}$ — магнитная и электрические компоненты волны в точке $\mathbf{r} = 0$.

Отбрасывая члены уравнения, содержащие $\mathbf{r}$ и $\dot{\mathbf{r}}$, получим уравнение в нулевом приближении

$$m\ddot{\mathbf{r}} = (\mathbf{p} \cdot \nabla) \mathbf{E}_{10} \cos(\omega t) + (\mathbf{p} \cdot \nabla) \mathbf{E}_{20} \sin(\omega t). \quad (19)$$

Частное решение уравнения (19) имеет вид

$$\mathbf{r} = -\frac{1}{m\omega^2} (\mathbf{p} \cdot \nabla) \mathbf{E}_{20} \sin(\omega t) - \frac{1}{m\omega^2} (\mathbf{p} \cdot \nabla) \mathbf{E}_{10} \cos(\omega t), \quad (20)$$

$$\dot{\mathbf{r}} = -\frac{1}{m\omega} (\mathbf{p} \cdot \nabla) \mathbf{E}_{20} \cos(\omega t) + \frac{1}{m\omega} (\mathbf{p} \cdot \nabla) \mathbf{E}_{10} \sin(\omega t). \quad (21)$$

Подставляя решения (20) и (21) в правую часть уравнения (18) и усредняя ее по времени, в итоге получаем в первом приближении уравнение движения постоянного диполя $\mathbf{p}$ вида (нижний индекс «0» характеризует начало разложения величин в ряд Тейлора):

$$m\ddot{\mathbf{r}} = \mathbf{F}_{\text{dip}} = -\frac{1}{2m\omega^2} (\mathbf{p} \cdot \nabla) \{ ((\mathbf{p} \cdot \nabla) \mathbf{E}_{10} \cdot \nabla) \mathbf{E}_{10} + ((\mathbf{p} \cdot \nabla) \mathbf{E}_{20} \cdot \nabla) \mathbf{E}_{20} + \\ + [(\mathbf{p} \cdot \nabla) \mathbf{E}_{10} \times [\nabla \times \mathbf{E}_{10}]] + [(\mathbf{p} \cdot \nabla) \mathbf{E}_{20} \times [\nabla \times \mathbf{E}_{20}]] \}. \quad (22)$$

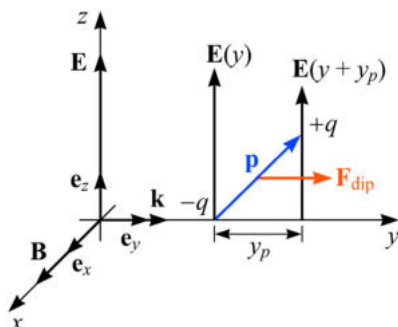
Пусть p_y — проекция $\mathbf{p}$ на ось y , а $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r}) \cos(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t) = \mathbf{E}_0 g(y) \cos(ky - \omega t)$, где $g(y)$ — функция, описывающая изменение амплитуды градиентной электромагнитной волны вдоль оси y на масштабах микрочастицы; $\mathbf{E}_0$ — амплитуда

градиентной электромагнитной волны, $\mathbf{E}_0 \parallel z$; $\mathbf{k} \parallel y$; см. рисунок. Тогда, учитывая, что $\mathbf{E}_1(\mathbf{r}) = E_0 g(y) \cos(ky)$ и аналогично для $\mathbf{E}_2(\mathbf{r})$, получим

$$\mathbf{F}_{\text{dip}} = -\frac{p_y^2 E_0^2}{4m\omega^2} \frac{d}{dy} \left[\left(\frac{d}{dy} g(y) \sin(ky) \right)^2 + \left(\frac{d}{dy} g(y) \cos(ky) \right)^2 \right] \mathbf{e}_y = -\frac{p_y^2 E_0^2}{4m\omega^2} \frac{d}{dy} \left[\left(\frac{d}{dy} g(y) \right)^2 + k^2 g^2(y) \right] \mathbf{e}_y, \quad (23)$$

где $\mathbf{e}_y$ — единичный вектор вдоль оси y .

Из формулы (23) следует, что если $g(y)$ не зависит от y , то сила $\mathbf{F}_{\text{dip}}$ равна нулю (для данного значения волнового вектора волны $k = |\mathbf{k}|$). В отсутствие градиента интенсивности (амплитуды) волны в микрочастице $g(y) = 1$, так что $\mathbf{F}_{\text{dip}} = 0$, т. е. в принятом приближении однородная электромагнитная волна на диполь не действует. Сила $\mathbf{F}_{\text{dip}}$ максимальна, если дипольный момент $\mathbf{p}$ параллелен градиенту электрической компоненты электромагнитной волны, т. е. когда величина p_y максимальна.



Действие электрической компоненты линейно поляризованной вдоль оси z градиентной электромагнитной волны на постоянный электрический диполь $\mathbf{p}$, расположенный в плоскости yz

Итак, получено выражение (23) для силы, действующей на частицу с постоянным электрическим дипольным моментом в поле градиентной электромагнитной волны, которое является обобщением силы Гапонова–Миллера (1) для заряженной микрочастицы в электромагнитном поле.

Отметим, что при вычислении нелинейных величин нельзя использовать временные зависимости в форме $\exp(i\omega t)$ и затем брать их вещественные части. В условиях рассматриваемой задачи следует выражать временную зависимость электрического поля волны в виде $\cos(\omega t)$ или $\sin(\omega t)$. Это обусловлено тем, что в нелинейной теории мы работаем с произведениями величин, а операции умножения и извлечения вещественной части комплексного числа не коммутируют между собой.

ЧИСЛЕННЫЕ ОЦЕНКИ И ОБСУЖДЕНИЕ

Рассмотрим отношение силы, действующей на частицу с постоянным электрическим дипольным моментом в поле градиентной электромагнитной волны, к силе Гапонова–Миллера $\mathbf{F}_{\text{Гр}}$. Пусть напряженность электрического поля имеет вид $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = E_0 \exp(-y/b) \sin(\omega t) = E_0 g(y) \sin(\omega t)$, где E_0 — амплитуда напряженности электрического поля (при $y = 0$), b — константа, характеризующая изменение амплитуды электромагнитного поля в пространстве ($b = 50$ мкм), ω — угловая частота электромагнитного поля. Также пусть электрический заряд точечной частицы равен q , а диполь состоит из двух зарядов $-q$ и $+q$, имеет дипольный момент, параллельный оси y , и плечо диполя равное $l = 5$ мкм. При заданных условиях отношение сил будет равно

$$\frac{F_{\text{dip}}}{F_{\text{гп}}} = \frac{p^2}{2b^2q^2} = \frac{l^2}{2b^2} = 5 \cdot 10^{-3}. \quad (24)$$

Из (24) видно, что при заданном уровне точности расчетов, обеспечиваемом использованием разложения электрического поля в ряд Тейлора до величины первого порядка малости при вычислении силы F_{dip} , сила, действующая на частицу с постоянным электрическим дипольным моментом в поле градиентной электромагнитной волны, составляет 0.5 % от силы Гапонова–Миллера, действующей на одиночный точечный электрический заряд q . Здесь специально отметим, что формула (24) получена подстановкой координатной составляющей напряженности градиентного электрического поля $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 \exp(-y/b) \sin(\omega t)$ в формулы (23) и (12) соответственно.

Вычислим силу, действующую на полупроводниковую микрочастицу с плоским p - n -переходом при линейном распределении разностной концентрации водородоподобных доноров и акцепторов при полной их ионизации в поле градиентной электромагнитной волны. Считая, что двойной электрический слой p - n -перехода равномерно занимает весь объем микрочастицы, т. е. у микрочастицы нет свободных ни электронов, ни дырок, а полупроводниковая частица с плоским p - n -переходом имеет форму диска с радиусом R и толщиной h , дипольный момент полупроводниковой частицы с плоским p - n -переходом есть $p = \pi e a R^2 h^3 / 12$. Если толщина диска $h = 5$ мкм, его радиус $R = 50$ мкм, параметр распределения разностной концентрации ионов доноров и акцепторов $a = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-4}$, используя формулу для силы F_{dip} , действующей на микрочастицу с постоянным электрическим дипольным моментом в поле градиентной электромагнитной волны (23), и $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 \exp(-y/b) \sin(\omega t)$ ($E_0 = 1000$ кВ/м, $\omega = 100$ крад/с, $b = 50$ мкм), то в начале координат сила $F_{\text{dip}} \approx 3 \cdot 10^{-13}$ Н, что для рассматриваемой микрочастицы соответствует ускорению равному 3.3 мм/с^2 . Из формулы (23) следует, что, если масса микрочастицы $m = \rho_{\text{ат}} h S$ ($\rho_{\text{ат}}$ – плотность микрочастицы; S – площадь p - n -перехода; h – толщина микрочастицы), то $F_{\text{dip}} \propto h^5 S$. Итак, увеличение h в n раз и уменьшение S в n раз увеличивает F_{dip} в n^4 раз [при выполнении условий вывода формулы (23)].

Из-за подобия структуры формулы (22) и формулы (1) из [7], можно предположить, что для макромолекулы с постоянным электрическим дипольным моментом возможно создание потенциальных ям в поле высокочастотной волны. Отметим, что в работе [8], в отличие от работы [7], для создания ловушки Пеннинга для электрона использовалось постоянное и электрическое, и магнитное поле.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые получена формула, обобщающая формулу Гапонова–Миллера (1958 г.), на случай действия градиентной электромагнитной волны на макромолекулу с постоянным электрическим дипольным моментом. Принималось, что сила действует только на центр масс системы зарядов. Представлено отношение полученной силы, действующей на микрочастицу с постоянным электрическим дипольным моментом, к силе Гапонова–Миллера, действующей на одиночный точечный заряд. Получено численное значение силы, действующей на дипольный момент плоской макромолекулы. Оценка величины этой силы позволяет предположить, что она может быть ис-

пользована для управления движением полупроводниковым микродиодом с плоским p - n -переходом посредством градиентной электромагнитной волны достаточной интенсивности.

Работа выполнена при поддержке ГПНИ «Конвергенция-2025» Республики Беларусь и Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (грант № Ф23РНФ-049).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. Грачев, А.И. Передача крутящего момента проводящей частице с использованием силы Лоренца / А.И. Грачев // ФТП. – 2022. – Т. 56, № 1. – С. 76–79.
2. Латыпов, З.З. О возможности разделения поляризуемых молекул в электрических полях / З.З. Латыпов // ЖТФ. – 2014. – Т. 84, № 6. – С. 21–25.
3. Солунин, С.А. О силах, действующих на заряженную частицу в переменном электрическом поле / С.А. Солунин, А.М. Солунин, М.А. Солунин // Письма в ЖТФ. – 2009. – Т. 35, № 14. – С. 48–53.
4. Болотовский, Б.М. Особенности движения частиц в электромагнитной волне / Б.М. Болотовский, А.В. Серов // УФН. – 2003. – Т. 173, № 6. – С. 667–678.
5. Эшкин, А. Давление лазерного излучения / А. Эшкин // УФН. – 1973. – Т. 110, № 1. – С. 101–116.
6. Корн, Г. Справочник по математике (для научных работников и инженеров) / Г. Корн, Т. Корн. – М.: Наука, 1977. – 832 с.
7. Гапонов, А.В. О потенциальных ямах для заряженных частиц в высокочастотном электромагнитном поле / А.В. Гапонов, М.А. Миллер // ЖТФ. – 1958. – Т. 34, № 1. – С. 242–243.
8. Экстром, Ф. Изолированный электрон / Ф. Экстром, Д. Вайнлэнд // УФН. – 1981. – Т. 134, № 4. – С. 711–730.

ТЕРМОНАПРЯЖЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ТЕЛЛУРИДА ВИСМУТА В ПРОЦЕССЕ ЭКСТРУЗИИ НА УСТАНОВКЕ ИСКРОВОГО ПЛАЗМЕННОГО СПЕКАНИЯ

А. И. Простомолотов¹, Н. А. Вerezуб¹, М. Г. Лаврентьев², Н. Ю. Табачкова³

¹⁾ *Институт проблем механики им. А.Ю. Иилинского РАН, пр. Вернадский 101/1,
119526 Москва, Россия, e-mail: aprosto@inbox.ru*

²⁾ *ООО "РМТ", Варшавское ш. 46, Москва, 115230, Россия, e-mail: lavrentev.mihail@gmail.com*

³⁾ *Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова 38, Москва, 119991 Москва,
Россия, e-mail: ntabachkova@gmail.com*

Анализируются процессы термомеханики применительно к получению термо-электрического материала на основе теллурида висмута в процессе экструзии на установке искрового плазменного спекания. Конструкция рабочего объема установки, предназначенная для традиционного спекания исходного материала, была заменена на фильеру традиционного метода горячей экструзии. Через фильеру осуществлялось продавливание материала из исходной заготовки в виде шайбы. Под действием нагрева и продавливания материал становился пластическим, в результате чего формировалась новая структура и свойства продавливаемого материала. На пластическое формирование, кроме температуры, существенное влияние оказывали геометрия фильеры и скорость пресса. Изучалось влияние конусности фильеры, создающей обжатие пластического материала, на его термонапряженное состояние, формирова-