

УДК 533.951

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН НА ГРАНИЦЕ НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ С ВАКУУМОМ

Н.А. Азаренков, В.К. Галайдыч

Физико-технический факультет, Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина,
61077, пл. Свободы 4, Харьков, Украина

Поступила в редакцию 24 января 2000 г.

В работе рассмотрена линейная стадия распадной неустойчивости скинующейся в плазме электромагнитной волны, связанной с возбуждением двух поверхностных волн. Толщина переходного слоя на границе плазмы с вакуумом полагается малой. С учетом разбукания поля в точках плазменного резонанса получены выражения для инкремента и нелинейного сдвига частоты. Учет нелинейного сдвига частоты приводит к стабилизации рассматриваемой неустойчивости. Для симметричного распада нелинейный сдвиг частоты равен нулю. Добавка к порогу неустойчивости имеет второй порядок малости.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: неоднородная плазма, электромагнитная волна, поверхностная волна, параметрическая неустойчивость, плазменный резонанс.

Проблема возбуждения является одной из ключевых в исследовании электромагнитных волн (ЭМВ) в плазме. Одним из способов возбуждения волн в различных структурах есть параметрическое возбуждение. Он реализуется при условии развития в структурах параметрических неустойчивостей. При воздействии мощного излучения на плазму [1,2] могут развиваться неустойчивости, в результате чего в плазме могут возбуждаться различные волны. В частности, ЭМВ, падающая из вакуума на плазму, может возбуждать поверхностные волны (ПВ), которые могут распространяться вдоль границы раздела [3]. Параметрическое возбуждение ПВ внешним электрическим высокочастотным полем рассматривалось в работах [1,4]. В работе [5] изучалось параметрическое возбуждение проникающей ЭМВ поверхностных волн на границе плазма-вакуум. В работе [6] рассмотрена линейная стадия параметрической неустойчивости скинующейся в плазме ЭМВ, связанной с возбуждением двух ПВ или поверхностной и излучаемой из плазмы в вакуум волны. Нелинейное насыщение такой неустойчивости исследовалось в работах [7,8]. В данной работе изучается процесс параметрического взаимодействия ЭМВ и ПВ с учетом эффекта "разбукания" поля вблизи точек плазменного резонанса [9,10].

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим линейную стадию параметрической неустойчивости скинующейся в плазме электромагнитной волны, связанной с возбуждением двух поверхностных волн, распространяющихся вдоль границы плазма-вакуум. Предположим, что на плазму, занимающую полупространство ($x < 0$), падает из вакуума ($x > 0$) электромагнитная волна с частотой ω_0 и волновым вектором $\vec{k}_0$, лежащем в плоскости падения $ХОУ$ и образующим угол θ с осью X (см. рис.1). Составляющие падающей волны в свободном пространстве:

$$\vec{E}_0 = (-\sin\theta \cdot \vec{x}_0 - \cos\theta \cdot \vec{y}_0) \cdot H_Z, \quad H_Z = H_0 e^{i\psi_0}, \quad (1)$$

где $\psi_0 = \omega_0 t - k_0 \sin\theta \cdot y + k_0 \cos\theta \cdot x$, $k_0 = \omega_0 / c$. Плазма занимает область ($x < 0$), причем область ($-a < x < 0$) представляет собой переходной слой, в котором плотность $n(x)$ непрерывно меняется от 0 до n_0 , а в области $x < -a$ — однородная плазма с постоянной плотностью $n(x) = n_0$. Толщину переходного слоя будем полагать малой $k_0 a \ll 1$. При выполнении условия $k_0 a \sqrt{\sin^2 \theta - \epsilon_0} \ll 1$ влияние тонкого слоя на коэффициент отражения падающей электромагнитной волны от плазмы сводится к появлению фазового множителя. Компоненты полей падающей волны в таком слое (здесь индекс "S" означает выражение для компонент поля в переходном слое):

$$\vec{E}_S^{(T)} = \left[-\frac{\sin\theta}{\epsilon(x)} \cdot \vec{x}_0 + i \frac{\beta}{k_0 \epsilon_0} \cdot \vec{y}_0 \right] \cdot H_{ZS}; \quad H_{ZS} = T \cdot H_0 \cdot \exp i(\omega_0 t - k_0 y \sin\theta), \quad (2)$$

где $\epsilon(x) = 1 - (\Omega_e(x)/\omega_0)^2$, $\epsilon_0 = 1 - (\Omega_0/\omega_0)^2$ — диэлектрическая проницаемость плазмы в неоднородной и однородной областях, соответственно, $\Omega_e(x) = \sqrt{4\pi e^2 n(x) / m_e}$, $\Omega_0 = \sqrt{4\pi e^2 n_0 / m_e}$ — плазменные частоты в

неоднородной и однородной областях, $\beta = k_0 \sqrt{\sin^2 \theta - \epsilon_0}$, $T = 2\epsilon_0 \cos \theta (\epsilon_0 \cos \theta - i\sqrt{\sin^2 \theta - \epsilon_0})^{-1}$.

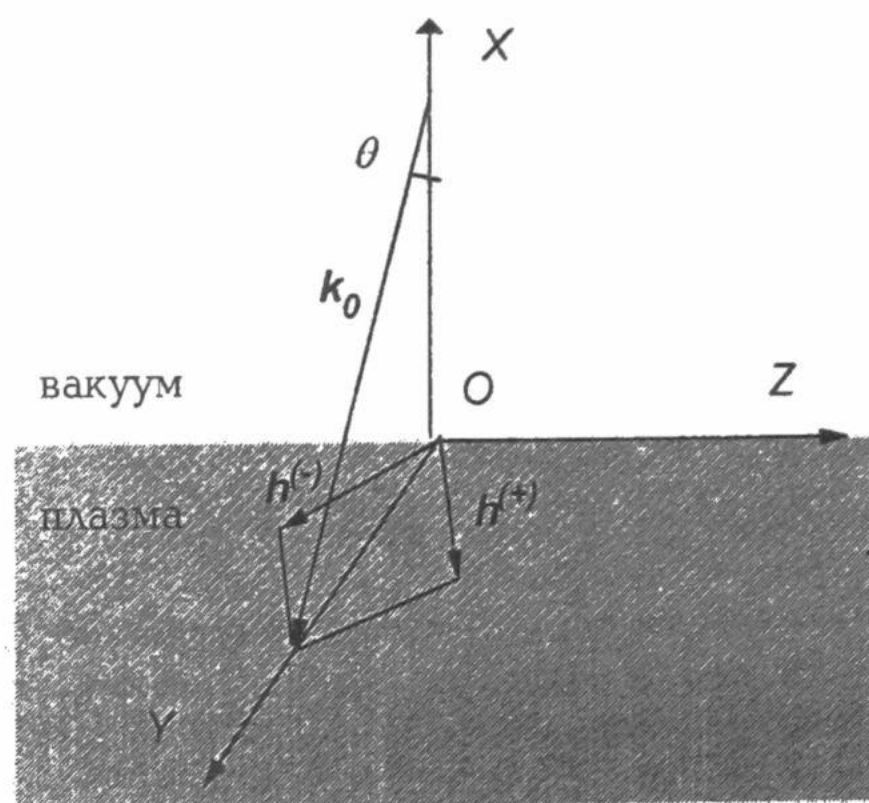


Рис.1 Геометрия задачи

Будем рассматривать случай скиннующейся в однородной плазме волны, т.е. будем считать выполненным условие: $\omega_0 \cos \theta < \Omega_0$. Тогда поля ЭМВ в области однородной плазмы $x < -a$ имеют такой вид:

$$\vec{E}^{(T)} = \left(-\frac{\sin \theta}{\epsilon_0} \cdot \vec{x}_0 + i \frac{\beta}{k_0 \epsilon_0} \cdot \vec{y}_0 \right) \cdot H_Z^{(T)},$$

$$H_Z^{(T)} = T \cdot H_0 \cdot e^{\beta x} \cdot \exp i(\omega_0 t - k_0 y \sin \theta). \quad (3)$$

Падающая ЭМВ может взаимодействовать с поверхностными волнами. Поскольку линейное возбуждение ПВ наклонно падающей ЭМВ невозможно [1], рассмотрим распадное возбуждение ПВ. Эффективным такое взаимодействие будет при выполнении условий пространственно-временного синхронизма [1]:

$$\omega_0 = \omega^{(+)} + \omega^{(-)}, \quad \vec{k}_{\tau 0} = \vec{h}^{(+)} + \vec{h}^{(-)}, \quad (4)$$

где $\omega^{(+)}$, $\omega^{(-)}$ и $\vec{h}^{(+)}$, $\vec{h}^{(-)}$ - частоты и волновые вектора

поверхностных волн, распространяющихся в положительном (индекс "+") и отрицательном (индекс "-") направлениях оси Z, а индекс τ означает проекцию вектора на плоскость $x = 0$. В однородной плазме ($x < -a$) поля ПВ в линейном приближении имеют вид [5]:

$$\vec{E}^{(\pm)} = \left[\pm i \frac{\alpha^{(\pm)^2} + \gamma^{(\pm)^2}}{\alpha^{(\pm)} \kappa_1^{(\pm)}} \vec{x}_0 \pm \frac{\gamma^{(\pm)}}{\alpha^{(\pm)}} \vec{y}_0 + \vec{z}_0 \right] A^{(\pm)} \exp \kappa_1 x \cdot \exp i\psi^{(\pm)} \quad (5)$$

$$\vec{H}^{(\pm)} = \left[i \frac{k^{(\pm)} \epsilon_0^{(\pm)}}{\kappa_1^{(\pm)}} \vec{y}_0 \mp i \frac{k^{(\pm)} \epsilon_0^{(\pm)}}{\kappa_1^{(\pm)}} \frac{\gamma^{(\pm)}}{\alpha^{(\pm)}} \vec{z}_0 \right] A^{(\pm)} \exp \kappa_1 x \cdot \exp i\psi^{(\pm)},$$

где $\psi^{(\pm)} = \omega^{(\pm)} t - \gamma^{(\pm)} y \mp \alpha^{(\pm)} z$, $\alpha^{(\pm)}, \gamma^{(\pm)}$ - проекции векторов $\vec{h}^{(\pm)}$, соответственно на оси Z и Y, $k^{(\pm)} = \omega^{(\pm)} / c$, $\epsilon_0^{(\pm)} = 1 - (\Omega_0 / \omega^{(\pm)})^2$, $\kappa_1^{(\pm)} = -k^{(\pm)} \epsilon_0^{(\pm)} / \sqrt{-(1 + \epsilon_0^{(\pm)})}$.

В тонком переходном слое выражения для компонент поля получаются методом, изложенным в [9,10]. Суть этого метода состоит в интегрировании системы уравнений Максвелла и уравнений гидродинамики по тонкому переходному слою, причем малыми принимаются следующие величины: $k^{(\pm)} a, k_0 a, \kappa_1 a \ll 1$. Электрическое и магнитное поля поверхностных волн в переходном слое имеют вид (после сшивки на границе):

$$\vec{E}_S^{(\pm)} = \left\{ \mp \frac{i}{\kappa_0^{(\pm)} \epsilon^{(\pm)}(x)} \left[\pm \frac{\alpha^{(\pm)^2} + \gamma^{(\pm)^2} (1 + q^{(\pm)})}{\alpha^{(\pm)}} \right] \cdot \vec{x}_0 \pm \frac{\gamma^{(\pm)}}{\alpha^{(\pm)}} (1 + q^{(\pm)}) \cdot \vec{y}_0 + \vec{z}_0 \right\} A^{(\pm)} \cdot \exp \kappa_1 x \cdot \exp i\psi^{(\pm)} \quad (6)$$

$$\vec{H}_S^{(\pm)} = \left\{ -\frac{q^{(\pm)}}{k^{(\pm)}} \cdot \vec{x}_0 - i \frac{k^{(\pm)}}{\kappa_0^{(\pm)}} \left[1 + iq^{(\pm)} \left(\frac{\gamma^{(\pm)}}{k^{(\pm)}} \right)^2 \right] \vec{y}_0 \pm i \frac{k^{(\pm)}}{\kappa_0^{(\pm)}} \frac{\gamma^{(\pm)}}{\alpha^{(\pm)}} \left[1 + iq^{(\pm)} \left(1 - \left(\frac{\alpha^{(\pm)}}{k^{(\pm)}} \right)^2 \right) \right] \vec{z}_0 \right\} A^{(\pm)} \exp(\kappa_1 x + i\psi^{(\pm)}),$$

где $\epsilon^{(\pm)}(x) = 1 - (\Omega_e(x) / \omega^{(\pm)})^2$, $q^{(\pm)} = i \frac{\pi \epsilon^{(\pm)}(x) \eta^{(\pm)} k^{(\pm)^2}{\kappa_0^{(\pm)} + \kappa_1^{(\pm)}} \left[\left(\frac{\alpha^{(\pm)}}{\gamma^{(\pm)}} \right)^2 \pm 1 \right]$, $\eta^{(\pm)} = \left(\frac{d\epsilon^{(\pm)}(x)}{dx} \right)^{-1} \approx -a \left(\frac{\omega^{(\pm)}}{\Omega_0} \right)^2$.

Система уравнений для нелинейных полей ПВ $\vec{E}_{NL}^{(\pm)}, \vec{H}_{NL}^{(\pm)}$, описывающая распад (5), записывается в виде:

$$\begin{cases} \text{rot} \vec{E}_{NL}^{(\pm)} = -ik^{(\pm)} \vec{H}_{NL}^{(\pm)} \\ \text{rot} \vec{H}_{NL}^{(\pm)} = ik^{(\pm)} \left(\epsilon^{(\pm)}(x) \cdot \vec{E}_{NL}^{(\pm)} - i \frac{4\pi}{\omega^{(\pm)}} \cdot \vec{j}_{NL}^{(\pm)} \right) \end{cases} \quad (7)$$

$$\bar{j}_{NL}^{(\pm)} = -\frac{e}{4\pi m_e \omega_0 \omega^{(\mp)}} \left\{ \frac{\Omega_e^2(x)}{\omega^{(\mp)}} \nabla (\bar{E}^{(T)} \cdot \bar{E}^{(\mp)*}) - \frac{1}{\omega^{(\pm)}} \bar{E}^{(T)} \operatorname{div} [\Omega_e^2(x) \cdot \bar{E}^{(\mp)*}] + \frac{1}{\omega_0} \bar{E}^{(\mp)*} \operatorname{div} [\Omega_e^2(x) \cdot \bar{E}^{(T)}] \right\}. \quad (8)$$

Здесь и далее знак * в верхнем индексе означает комплексно-сопряженную величину.

Проинтегрировав эту систему уравнений по тонкому ($k^{(\pm)} a, k_0 a \ll 1$) переходному слою ($-a < x < 0$), получаем граничные условия на поверхности раздела плазма-вакуум:

$$\left\{ \bar{H}_{NLZ}^{(\pm)} \right\} = -\frac{4\pi}{c} \int_{-a}^0 \bar{j}_{NLZ}^{(\pm)} dx, \quad \left\{ \bar{H}_{NLY}^{(\pm)} \right\} = \frac{4\pi}{c} \int_{-a}^0 \bar{j}_{NLY}^{(\pm)} dx, \quad \left\{ \bar{E}_{NLZ}^{(\pm)} \right\} = \mp i \alpha^{(\pm)} \int_{-a}^0 \bar{E}_{XS}^{(\pm)} dx, \quad \left\{ \bar{E}_{NLY}^{(\pm)} \right\} = -i \gamma^{(\pm)} \int_{-a}^0 \bar{E}_{XS}^{(\pm)} dx, \quad (9)$$

где $\{A\} \equiv A^{pl}(x=-a) - A^{vac}(x=0)$, а выражение для нелинейного тока в слое имеет вид:

$$\bar{j}_{NLS}^{(\pm)} = -\frac{e}{4\pi m_e \omega_0 \omega^{(\mp)}} \left\{ \frac{\Omega_e^2(x)}{\omega^{(\mp)}} \nabla (\bar{E}_S^{(T)} \cdot \bar{E}_S^{(\mp)*}) - \frac{1}{\omega^{(\pm)}} \bar{E}_S^{(T)} \operatorname{div} [\Omega_e^2(x) \cdot \bar{E}_S^{(\mp)*}] + \frac{1}{\omega_0} \bar{E}_S^{(\mp)*} \operatorname{div} [\Omega_e^2(x) \cdot \bar{E}_S^{(T)}] \right\}. \quad (10)$$

Система уравнений (7) с граничными условиями (9) получена в предположении слабой нелинейности. Задача о параметрическом взаимодействии волн сведена к задаче возбуждения волн заданными источниками. Здесь таковыми являются нелинейные токи в области однородной плазмы и в слое неоднородной плазмы. В однородной плазме из системы векторных (7) получим четыре скалярных уравнения для величин $\xi_i^{(\pm)}$:

$$\frac{d^2}{dx^2} \xi_i^{(\pm)} - \left(\kappa_i^{(\pm)} \right)^2 \xi_i^{(\pm)} = 0, \quad i = 1, 2, 3, 4, \quad (11)$$

где $\xi_{1,2}^{(\pm)} \equiv \bar{H}_{NLZ,Y}^{(\pm)} = \bar{H}_{Z,Y}^{(\pm)}$, $\xi_{3,4}^{(\pm)} \equiv \bar{E}_{NLZ,Y}^{(\pm)} = \bar{E}_{Z,Y}^{(\pm)} + \zeta_{Z,Y}^{(\pm)} \cdot S^{(\pm)}$, $S^{(\pm)} = -i \frac{e/m_e}{\omega_0 \omega^{(\mp)}} \left(\frac{\Omega_0}{\omega^{(\pm)}} \right)^2 \frac{1}{\varepsilon^{(\pm)}} (\bar{E}^{(T)} \cdot \bar{E}^{(\mp)})$;
 $\zeta_Z^{(\pm)} = \mp \alpha^{(\pm)}$, $\zeta_Y^{(\pm)} = -\gamma^{(\pm)}$.

Подставим эти выражения в граничные условия (9) и выполним интегрирование в правых частях. Получаем систему уравнений для взаимодействующих в поле волны накачки волн:

$$D^{(\pm)} \cdot A^{(\pm)} = N^{(\pm)} \cdot A^{(\mp)*}, \quad (12)$$

где $\operatorname{Re} D^{(\pm)} = \varepsilon^{(\pm)} + \frac{\kappa_1^{(\pm)}}{\kappa_0^{(\pm)}}$; $\operatorname{Re} N^{(\pm)} = \frac{-e/m_e}{\omega_0 \omega^{(\mp)}} \left(\frac{\Omega_0}{\omega^{(\pm)}} \right)^2 \frac{\kappa_1^{(\pm)}}{\kappa_0^{(\pm)}} \frac{\alpha^{(\pm)}}{\varepsilon_0 \varepsilon_0^{(\mp)} \alpha^{(\mp)}} \left(\sin \theta \frac{(h^{(\pm)})^2}{\varepsilon_0^{(\mp)} \kappa_1^{(\mp)}} + \frac{\beta \gamma^{(\mp)}}{k_0} \right) \operatorname{TH}_0$; (13)

$$\operatorname{Im} N^{(\pm)} = \frac{e}{m_e c} \pi \alpha^{(\pm)} a \sin \theta \frac{\kappa_1^{(\pm)}}{\kappa_0^{(\pm)}} \frac{(h^{(\pm)})^2}{\alpha^{(\mp)} \kappa_0^{(\mp)}} \frac{\omega_0}{\Omega_0^2} \left(\frac{\omega^{(\mp)}}{\omega^{(\pm)}} \right) \left(\frac{\omega_0^2 + (\omega^{(\mp)})^2}{\omega_0^2 - (\omega^{(\mp)})^2} \right) \cdot \operatorname{TH}_0. \quad (14)$$

Действительная часть $\operatorname{Re} N^{(\pm)}$ связана с нелинейным током в однородной области. В то же время мнимая часть $\operatorname{Im} N^{(\pm)}$ пропорциональна интегральному току в неоднородном слое с учетом разбухания полей ПВ. Для тонкого слоя отношение мнимой части $N^{(\pm)}$ к действительной мало. Так, при условии $\Omega_0^2 \gg \omega_0^2, \omega^{(\pm)2}$ оно равно $|\operatorname{Im} N^{(\pm)} / \operatorname{Re} N^{(\pm)}| \approx (k^{(\pm)} a) (\omega^{(\mp)} / \Omega_0)^4$, а вблизи граничной частоты $\omega^{(\pm)} \approx \Omega_0 / \sqrt{2}$ — $|\operatorname{Im} N^{(\pm)} / \operatorname{Re} N^{(\pm)}| \approx 2\pi (k^{(\pm)} a)$.

Дисперсионное уравнение, описывающее распад падающей ЭМВ на две поверхностных волны, имеет вид:

$$D^{(-)} \cdot D^{(+)*} = N^{(-)} \cdot N^{(+)*}. \quad (15)$$

В отсутствие внешней ЭМВ $N^{(\pm)} = 0$ (15) трансформируется в дисперсионное уравнение для ПВ $D^{(\pm)} = 0$.

При наличии в рассматриваемой системе диссипации неустойчивость будет развиваться при условии превышения амплитуды внешнего поля порогового значения. К диссипации энергии ПВ приводит учет затухания Ландау, учет столкновений электронов с ионами, нейтралами и электронами, а также резонансное поглощение ПВ в тонком переходном неоднородном слое. Здесь будем полагать, что основной вклад в поглощение ПВ вносит именно затухание в неоднородном слое. Такое рассмотрение оправдано в таких ситуациях, при которых остальные диссипативные механизмы слабее.

Инкремент распадной неустойчивости равен [11]:

$$\delta = -\frac{\Gamma^{(+)} + \Gamma^{(-)}}{2} + \left[\left(\frac{\Gamma^{(+)} - \Gamma^{(-)}}{2} \right)^2 + \sigma^{(-)} \sigma^{(+)*} \right]^{1/2}, \text{ где } \Gamma^{(\pm)} = \text{Im } D^{(\pm)} \cdot \left(\frac{\partial D^{(\pm)}}{\partial \omega^{(\pm)}} \right)^{-1}, \sigma^{(\pm)} = N^{(\pm)} \cdot \left(\frac{\partial D^{(\pm)}}{\partial \omega^{(\pm)}} \right)^{-1}. \quad (16)$$

Он в результате появления мнимой части у $N^{(\pm)}$ получает, по сравнению с полученным в работе [5], малую добавку $\delta \rightarrow \delta + i\Delta$:

$$\Delta = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial D^{(\pm)}}{\partial \omega^{(\pm)}} \right)^{-1} \left(\text{Re } N^{(+)} \text{Im } N^{(-)} - \text{Re } N^{(-)} \text{Im } N^{(+)*} \right) \times \left[\left(\frac{\text{Im } D^{(+)} - \text{Im } D^{(-)}}{2} \right)^2 + \text{Re } N^{(+)} \text{Re } N^{(-)} \sigma^{(+)*} \right]^{1/2}. \quad (17)$$

Знак у Δ отрицателен как в случае низких частот $(\omega^{(\pm)}/\Omega_0)^2 \ll 1$, так и вблизи граничной частоты $\omega^{(\pm)} \approx \Omega_0 / \sqrt{2}$. При симметричном $(\omega^{(+)} = \omega^{(-)})$ распаде $\Delta = 0$. Отрицательный сдвиг частоты параметрически возбуждаемых волн означает, что условия (4) пространственно-временного синхронизма для взаимодействующих волн перестают выполняться. Из-за такого рассогласования происходит стабилизация неустойчивости. Для симметричного $(\omega^{(+)} = \omega^{(-)})$ распада стабилизация отсутствует. Влияние мнимой части $N^{(\pm)}$ на пороговое значение амплитуды волны накачки в случае тонкого слоя мало и по порядку величины $\sim (k^{(\pm)} a)^2$.

ВЫВОДЫ

Рассмотрена распадная неустойчивость скинующейся в плазмоподобной среде электромагнитной волны, связанная с возбуждением двух поверхностных волн. С учетом разбухания поля получены выражения для инкремента и нелинейного сдвига частоты. Учет нелинейного сдвига частоты приводит к стабилизации рассматриваемой неустойчивости. Для симметричного распада нелинейный сдвиг частоты равен нулю. Добавка к порогу неустойчивости имеет второй порядок малости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Силин В.П. Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму. М.: Наука, 1973.- 374 с.
2. Белецкий Н.Н., Булгаков А.А., Ханкина С.И., Яковенко В.М. Плазменные неустойчивости и нелинейные явления в полупроводниках. - К.: Наукова думка, 1984. - 192 с.
3. Кондратенко А.Н. Поверхностные и объемные волны в ограниченной плазме. - М.: Энергоатомиздат, 1985.- 207 с.
4. Алиев Ю.М., Ферленги Э. // ЖЭТФ, 1969, Т. 59. С. 1623-1630.
5. Заборонкова Т.М., Кондратьев И.Г., Петров В.В. // Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1997, Т. 40, № 3. С. 308-321.
6. Пенева Й. Х., Кондратенко А.Н., Азаренков Н.А., Куклин В.М. // Болг. физ. журн., 1980. Т. 7. N 2, С. 214-223.
7. Петров В.В. // Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1979. Т. 22, № 2. С. 242-244.
8. Загинайлов Г.И., Куклин В.М. // Физика плазмы, 1986. Т. 22, № 2. С. 242-244.
9. Романов Ю.А. // ЖЭТФ, 1964. Т. 47. Вып. 6. С. 2119-2133.
10. Степанов К.Н. // ЖТФ, 1965, Т. 35. Вып. 6. С. 1002-1010.
11. Кондратенко А.Н. Плазменные волноводы. - М.: Атомиздат, 1976.- 232 с.

PARAMETRIC EXCITATION OF SURFACE WAVES AT INTERFACE BETWEEN NONUNIFORM PLASMA AND VACUUM

N.A. Azarenkov, V.K. Galaydych

Physical-Technical Department, Kharkiv National University, 310007, Svobody sq.4, Kharkiv, Ukraine

This paper is devoted to the investigation of the linear stage of decay instability of electromagnetic wave which is scinned in plasma. This instability leads to the excitation of two surface waves. The thickness of a transitional sheath on the boundary of plasma with vacuum is assumed to be small. The expressions for instability increment and nonlinear frequency shift are obtained with account for the strong field increase in the plasma resonance points. The account of a nonlinear shift of frequency leads to the stabilization of considered instability. For a symmetric decay the nonlinear shift of frequency is equal to zero. The component to a threshold of instability has the second order of a smallness.

KEY WORDS: inhomogeneous plasma, electromagnetic wave, surface wave, parametric instability, plasma resonance.

УДК 621.039.58

МЕТОДИКА ИМИТАЦИИ АВАРИЙНЫХ РАДИАЦИОННЫХ ПОЛЕЙ НА АЭС 1. ХАРАКТЕРИСТИКИ АВАРИЙНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ

А.В. Лисицкий, С.А. Письменецкий, В.Г. Рудычев

Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина
Харьков, пл. Свободы, 4

Поступила в редакцию 6 января 2000 г.

В данной статье проводится анализ спектров γ -излучений, характерных для различных аварийных ситуаций на ядерно-энергетических объектах. Адекватное воссоздание таких излучений является важной задачей при изучении их влияния на оборудование, персонал радиационно-опасных объектов, а так же при проектировании и испытаниях специальных защитных конструкций и сооружений. Авторами получены характеристики источников γ -излучения для некоторых сценариев развития аварии на объектах АЭС с ВВЭР-1000 и предложена их классификация.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: авария, γ -излучение, нуклиды, активность, спектр

Испытание защитных свойств конструкций в аварийных условиях представляет собой одну из задач безопасной эксплуатации ядерных энергетических установок. Применительно к энергоблоку ВВЭР-1000 карта мощности дозы и суммарные ожидаемые дозы от аварийных источников излучения должны быть всесторонне исследованы заранее, поскольку на их основе принимаются решения о работе персонала при устранении инцидента.

Прогноз аварийных условий на АЭС делается, как правило, на основе консервативных расчетов полей излучений от предполагаемых источников, заключенных внутри известных помещений. Базисными данными для таких расчетов служат измерения активности проб воды 1-го контура и активности радиоактивных благородных газов (РБГ) и иодов на выходе системы спецгазоочистки. Проверка соответствия расчетных значений фактической картине делается путем постановки модельных экспериментов и использования реперных данных. Для этой цели используются разнообразные моделирующие испытательные установки, создающие радиационные поля с заданными пространственно-энергетическими характеристиками. Необходимо подчеркнуть, что защитные свойства конструкций и сооружений весьма чувствительны как к спектральному составу, так и к угловому распределению действующих излучений, что, в свою очередь, определяется геометрическими характеристиками источника и его изотопным составом.

Радиационные поля, возникающие в результате различных аварий в помещениях энергоблока ВВЭР-1000 являются предметом исследования в представленной статье.

АВАРИЙНЫЕ ИСТОЧНИКИ ИЗЛУЧЕНИЙ

Анализ условий возникновения и протекания аварийных инцидентов АЭС с ВВЭР-1000 позволяет принять следующую классификацию источников аварийных излучений:

тип 1 - «холодная авария», без заметного перегрева активной зоны, изотопный состав аналогичен воде 1-го контура в рабочем режиме [1], источник плоский (слой разлитой воды), объемный (пар + аэрозоли) в помещениях либо трубах 2-го контура;

тип 2 - авария с перегревом активной зоны менее 800°C, изотопный состав обогащается за счет ускоренной диффузией продуктов деления из топлива и выходом их через дефекты оболочек тепловыделяющих элементов (ТВЭЛов), источник плоский либо объемный;

тип 3 - авария, близкая к максимальной проектной аварии (МПА), с возможным расплавлением части активной зоны, изотопный состав соответствует 100% освобождению из-под оболочек ТВЭЛов РБГ и иодов, 30% освобождению цезия и теллура и 1% прочих продуктов деления. Дополнительно к этому в теплоноситель выходит около 10÷20% РБГ, иодов и цезия, находящихся в массе топлива [2], источник объемный (пар + аэрозоли);

тип 4 - авария при перегрузке отработавшего топлива, изотопный состав - долгоживущие продукты деления, источник внешнего гамма-излучения, при нарушении целостности оболочек ТВЭЛов - источник объемный, в основном ^{85}Kr .

Общей качественной характеристикой всех перечисленных источников можно считать наличие бета и гамма излучений от распределенных в большом объеме радионуклидов в газовой или аэрозольной формах. Результаты исследований [2,3] показывают, что 100% РБГ и около 1% иода и малолетучих радионуклидов переходят в газ (аэрозоли), а 99% иодов и других нуклидов образуют растворимые оксиды и остаются в воде.

Для расчета энергетического спектра и пространственно-углового распределения интенсивности излучений таких источников используются специальные программы [4], учитывающие изотопный состав, самопоглощение, форму помещения и наличие сооружений в нем.

Для получения спектра гамма-излучения источника 1-го типа были использованы данные [5,6] и результаты лабораторных измерений удельных активностей в воде 1-го контура энергоблоков Запорожской АЭС. В таблице 1 приведены, в порядке их убывания, активности продуктов деления, коррозии и собственно АЭС. Как видно из таблицы, среди наиболее активных нуклидов присутствуют начальный момент аварии. Как видно из таблицы, среди наиболее активных нуклидов присутствуют короткопериодные (^{134}I , ^{88}Rb , ^{138}Cs , ^{138}Xe и др.), распад которых приведет к изменению спектра аварийного источника 1-го типа уже через 1 час после начала аварии. В таблице 2 приведены данные лабораторных измерений удельных активностей проб воды 1-го контура энергоблоков ЗАЭС. Здесь присутствуют нуклиды с периодами полураспада более 9 час.

Таблица 1. Объемные активности продуктов деления и активации в воде и паре 1-го контура

Изотоп	Акт. в воде 10^6Бк/л	Акт. в возд. 10^6Бк/л	Изотоп	Акт. в воде 10^6Бк/л	Акт. в возд. 10^6Бк/л
^{133}I	600		^{87}Kr		0.229
^{133}Xe		2.96	^{89}Kr		0.208
^{135}Xe		2.86	$^{85\text{m}}\text{Kr}$		0.197
^{135}I	310		^{41}Ar		0.0078
^{131}I	210		^{133}Te	24	0.001
^{134}I	110		^{103}Ru	19	
^{88}Rb	99	0.005	^{131}Te	16	
^{88}Kr		0.494	^{97}Zr	12	
^{138}Cs	94	0.005	^{141}Ce	11	
^{132}I	80		^{97}Nb	10	
^{138}Xe		0.354	^{99}Mo	4.2	
^{85}Rb	49	0.002	^{18}F	1.5	
^{90}Rb	48	0.002	^{56}Mn	0.18	
^{139}Ba	46	0.002	^{24}Na	0.037	

Спектры гамма-излучения источника 1-го типа в воде и паровоздушной смеси (рис. 1.-а,б,в) были получены с помощью ядерных данных JEFPS и табл. 1,2.

Таблица 2. Удельные активности проб воды 1-го контура энергоблоков ЗАЭС

Изотоп	Активность, 10^6Бк/л	Изотоп	Активность, 10^6Бк/л
^{24}Na	12.2	^{137}Cs	0.16
^{42}K	9.9	^{91}Sr	0.026
^{131}I	0.7	^{140}La	0.024
^{187}W	0.37	^{136}Cs	0.019
^{134}Cs	0.17	^7Be	0.036
^{99}Mo	0.163		

Активность источника аварийного излучения типа 2, как показывают расчеты [2], превышает в 3-3.5 раза активность источника 1-го типа, причем из-за разных скоростей диффузии в массе топлива содержание иодов и цезия под оболочками твэлов увеличено по отношению к РБГ. Спектр гамма-излучения источника 2-го типа незначительно отличается от приведенных на рис. 1.-а,б.

Таблица 3. Объемные активности продуктов деления в паровоздушной смеси аварийного источника 3-го типа внутри гермооболочки реактора.

Изотоп	Из оболочек твэл, 10^6Бк/л	Из топлива, 10^6Бк/л	Изотоп	Из оболочек твэл, 10^6Бк/л	Из топлива, 10^6Бк/л
^{133}Xe	305	19970	$^{85\text{m}}\text{Kr}$	20	2114
^{133}I	152	19970	^{134}Cs	12	1644
^{131}I	147	9984	^{137}Cs	9.4	1057
^{132}I	147	14095	^{144}Ce	4.8	
^{134}I	135	21143	^{140}La	4.1	
^{135}I	123	18790	^{103}Ru	2.2	
^{135}Xe	111	4463	^{106}Ru	0.34	
^{88}Kr	65	6460	^{90}Sr	0.19	
^{87}Kr	44	4463			

Источник 3-го типа возникает внутри защитной герметизирующей оболочки и присоединенных помещений при аварии реактора с перегревом активной зоны выше 800°C . Разгерметизация оболочек 100% твэлов приводит к полному выходу из реактора РБГ и иодов, 30% цезия и теллура и 1% малолетучих нуклидов, накопившихся под оболочками твэлов [2,3]. Дополнительно к этому из массы топлива при температуре $1300-1400^{\circ}\text{C}$ выделяется около 20% газообразных и летучих продуктов деления. В результате обоих процессов удельная активность источника типа 3 превосходит примерно в 30-100 раз активность источника 1-го типа, а спектральный состав несколько смещается в сторону низких энергий. Состав главных излучателей и удельные активности источника 3-го типа внутри защитной гермооболочки приведен в табл. 3, а соответствующий спектр гамма-излучения на рис. 1.-г,д. Необходимо отметить, что активности продуктов деления, выделяющихся из разгерметизированного топлива (колонки 3 и 6 табл.3), устанавливаются за достаточно продолжительное время аварии и, в связи с этим, могут считаться верхней границей активности аварийного источника. Спектр гамма-излучения источника 4-го типа (отработавшего ядерного топлива с выдержкой 3-5 лет) может быть оценен из [7,8].

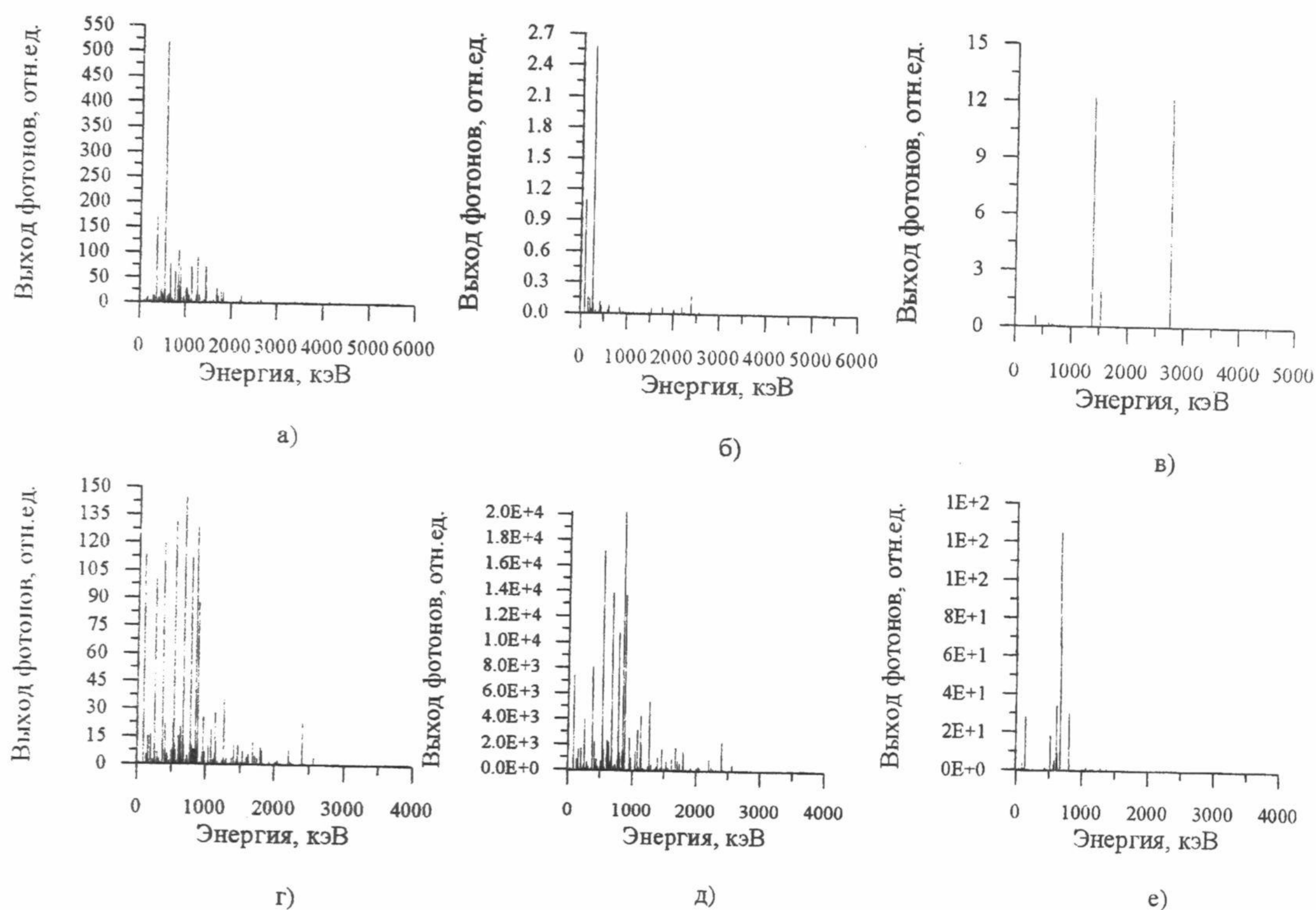


Рисунок 1. Спектр аварийного γ -излучения

а - источник 1-го типа в воде; б - источник 1-го типа в воздухе; в - спектр долгоживущих нуклидов ($T_{1/2} > 9$ час), содержащихся в воде источника 1-го типа; г - спектр нуклидов, вышедших из-под оболочек твэлов, источник 3-го типа; д - спектр нуклидов, вышедших из топлива, источник 3-го типа; е - источник 4-го типа

Таблица 4. Активности важнейших радионуклидов в отработавшем реакторном топливе после выдержки 3 года.

Изотоп	Активность, 10^{13} Бк/т урана	Изотоп	Активность, 10^{13} Бк/т урана
^{85}Kr	19.2	^{137}Cs	147
^{90}Sr	129	$^{137\text{m}}\text{Ba}$	139
^{95}Nb	0.124	^{144}Ce	254
^{106}Ru	89.1	^{147}Pm	220
^{106}Rh	89.1	^{154}Eu	3.97
$^{125\text{m}}\text{Te}$	0.968	^{155}Eu	3.56
^{125}Sb	4.19	^{151}Sm	1.08
^{134}Cs	35	^{90}Y	129

Перечень основных активностей этого источника приведен в табл.4 по данным [8]. Соответствующий спектр приведен на рис.1.-с.

ВЫВОДЫ

Полученные в результате проведенных исследований характеристики аварийных источников могут служить основой для разработки установок для имитации аварийных радиационных полей в помещениях энергоблока ВВЭР-1000. Воспроизведение таких излучений даст возможность исследовать особенности прохождения излучений вблизи технологических неоднородностей (люков, шлюзов, проходок) защитных конструкций при возникновении аварийного источника на энергоблоке АЭС, а также проводить имитационные испытания воздействия излучений на аппаратуру.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В.Ф. Козлов. Справочник по радиационной безопасности. - 3-е изд., перераб. и доп. - М.: Энергоатомиздат, 1987. -192 с.
2. В.И. Гриппмановский, В.Ф. Козлов, Л.М. Лузанова, В.Ф. Федулов, Л.П. Хамьянов. Оценка радиационных последствий возможных гипотетических аварий на АЭС с ВВЭР // Атомная энергия. -Т. 67, Вып. 4, октябрь 1989. - С. 262-266.
3. Дж. Гиттус., Дж. Маттьус, П. Поттер. Поведение твэлов при авариях реакторов PWR и быстрых реакторов раз-множителей и его влияние на безопасность АЭС: Пер. С англ. // Атомная техника за рубежом. -1990, -№12. - С. 21-28.
4. V.Lazurik, Yu. Rogov, V.Rudychev, "Simulation of Gamma Radiation Fields from Active Nucleus Distributed in Large Spatial Regions", Abstract Book of 1997 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, Albuquerque, New Mexico, - November 9-15, 58 (1997)
5. Радиационная обстановка в период пуска и освоения мощности пятого блока НВ АЭС// Атомная энергия. 1982. Т. 53. С. 373./ Н.А. Верховецкий, В.П. Иванников, В.Ф. Козлов и др.
6. Защита от ионизирующих излучений. В 2-х т. Т. 2 : Защита от излучений ядернотехнических установок. Учебник для вузов/ Н.Г. Гусев, В.П. Машкович, А.П. Суворов, Е.Е. Ковалев; Под ред. Н.Г. Гусева. - 2-е изд., перераб. и доп.- М.: Энергоатомиздат, 1983. - 336 с.
7. Н.Г. Гусев Защита от гамма-излучения продуктов деления. - М.: Атомиздат, 1968.
8. Радиационные характеристики облученного ядерного топлива: Справочник/ В.М. Колобашкин, П.М. Рубцов, П.А. Ружанский, В.Д. Сидоренко. - М.: Энергоатомиздат. 1983. - 384 с.

METHODS OF SIMULATION OF NPP ACCIDENT RADIATION FIELDS

1. ACCIDENT RADIATION CHARACTERISTICS

A.V. Lisitsky, S.A. Pismenesky, V.G. Rudychev

Kharkiv National University

Svobody Square, 4, Kharkiv, Ukraine

In the present paper profound analys of γ -radiation spectra which are typical for various accident condition on nuclear objects are carried out. Correct re-creation of the radiations is important problem in studing the radiations effect on the equipment and personnel of the objects as well as in desinging and testing cpecial shield constructions. The authors have obtained charecteristics of γ -radiation source for several scenario of accident evolution on the NPP with VVER-1000 and have proposed the sources classification.

KEY WORDS: accident, γ -radiation, nuclides, activity, spectrum

УДК 538.945

ТЕПЛОЕМКОСТЬ И ФОНОННЫЕ СПЕКТРЫ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\text{Re} = \text{Y}, \text{Dy}, \text{Eu}$)

И. Н. Кудрявцев

Кафедра физики, Харьковский государственный автомобильно-дорожный технический университет,
61002 г. Харьков, ул. Петровского, 25; E-mail: air@khadi.kharkov.ua
Поступила в редакцию 10 января 2000 г.

С использованием единого теоретического подхода, учитывающего дисперсию фоновых мод и характерную размерность колебаний кристаллической решетки, рассчитаны фоновые теплоемкости высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) Re-Ba-Cu-O ($\text{Re} = \text{Y}, \text{Dy}, \text{Eu}$). Получено согласие теоретических расчетов с имеющимися экспериментальными данными в широком интервале температур. Определены характерные частоты фонового спектра и вклад электронной теплоемкости, что позволяет выполнять детальный анализ особенностей электрон-фонового взаимодействия и его роли в спаривании носителей тока в купратных ВТСП.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: теплоемкость ВТСП Re-Ba-Cu-O , замена редкоземельных элементов, плотность фоновых состояний, электронная подсистема, скачок теплоемкости, сверхпроводимость

Теоретическая модель фонового спектра с дисперсией, учитывающая структурные особенности кристаллической решетки слоистых металлооксидных сверхпроводников, предложенная в работах [1,2], позволила описать экспериментальные данные по теплоемкости ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [3] в широком интервале температур $20 \text{ K} \leq T \leq 300 \text{ K}$. При этом было установлено, что фоновая подсистема данных соединений имеет преимущественно квазидвумерный характер, а теплоемкость определяется плоскостными (изгибными) колебаниями слоев Cu-O в трехмерном кристалле ВТСП.

Представляется интересным проверить общность данного подхода и его применимость для анализа термодинамических характеристик других ВТСП в ряду $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с заменой атомов Y редкоземельными элементами $\text{Re} = \text{Dy}, \text{Eu}$ и т.д.

Из литературы известно, что хотя многие редкоземельные элементы обладают отличным от нуля магнитным моментом, температура сверхпроводящего перехода и свойства электронной подсистемы слабо меняются при замене $\text{Re} \rightarrow \text{Y}$ (см., напр., [4,5]). В работе [6] изучался магнитный вклад в теплоемкость ВТСП $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ и было получено, что он является существенным только в области самых низких температур $T \leq 10 \text{ K}$. Выше температуры $T \cong 15 \text{ K}$ измеренные теплоемкости ВТСП на основе Gd , обладающего наибольшим магнитным моментом, и на основе немагнитного Y практически совпадали [6]. Поэтому, при анализе экспериментально измеренных теплоемкостей $C_{\text{exp}}(T)$ в области температур $20 \text{ K} \leq T \leq 300 \text{ K}$ будем полагать, что основной вклад в теплоемкость аддитивно вносят фоновая и электронная подсистемы рассматриваемых ВТСП: $C_{\text{exp}}(T) = C_{\text{ph}}(T) + C_e(T)$.

Молярная теплоемкость кристаллической решетки ВТСП может быть записана в виде:

$$C_{\text{ph}}(T) = 3nR \int_0^{\infty} \left(\frac{\hbar\omega}{k_B T} \right)^2 \frac{e^{\hbar\omega/k_B T} G(\omega)}{(e^{\hbar\omega/k_B T} - 1)^2} d\omega, \quad (1)$$

где $G(\omega)$ – нормированная на единицу плотность фоновых состояний (ПФС), определяемая из модельных представлений о характере фоновой подсистемы; n – число атомов, входящих в химическую формулу; R – универсальная газовая постоянная.

При наличии в спектре ВТСП акустических и оптических фоновых мод, обладающих дисперсией [1], ПФС с выбором характерного двумерного базиса кристаллической решетки может быть представлена в виде [2]

$$G(\omega) = \frac{1}{r} g^{(-)}(\omega) \chi(\omega_D - \omega) + \frac{r-1}{r} g^{(+)}(\omega) \chi(\omega_m - \omega) \chi(\omega - \omega_E), \quad \int_0^{\infty} G(\omega) d\omega = 1, \quad (2)$$

$$g^{(\pm)}(\omega) = \pm \frac{8}{\pi^2} Z(\omega) \text{Arc sin} \left[\frac{\omega \sqrt{\omega_m^2 - \omega^2}}{\omega_D \omega_E} \right], \quad (3)$$

$$Z(\omega) = \frac{2\omega^2 - \omega_m^2}{\sqrt{(\omega_m^2 - \omega^2)(\omega_D^2 \omega_E^2 - \omega^2(\omega_m^2 - \omega^2))}}, \quad (4)$$

где $\omega_D = \sqrt{2\beta/M}$, $\omega_E = \sqrt{2\beta/m}$, $\omega_m = \sqrt{\omega_D^2 + \omega_E^2} = \sqrt{2\beta/\mu}$ - характерные частоты фононного спектра, $M(m)$ - масса атомов меди (кислорода), $\mu = mM/(m+M)$ - приведенная масса, β - коэффициент упругости решетки, а параметр $r = (7-\delta)/3$ определяется числом легких атомов на структурный блок перовскита [2]. В формулах (2), (3) знак «-» («+») соответствует акустическим (оптическим) фононам.

Отметим, что в данном подходе параметры ω_D и ω_m могут быть выражены через величину ω_E : $\omega_D = \sqrt{m/M} \omega_E$, $\omega_m = \sqrt{m/\mu} \omega_E$, а резонансная частота оптических фононов ω_E может быть определена из данных по инфракрасной и нейтронной спектроскопии.

В отсутствие экспериментально определенных резонансных частот фононного спектра для большинства соединений $ReBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, частота ω_E может рассматриваться в качестве свободного параметра модели и находится из условия наилучшего согласия теоретически рассчитанной и измеренной теплоемкости. Исходным значением удобно выбрать характерную частоту оптических фононов $\omega_E = 42$ мэВ (340 см^{-1}), использованную в расчетах теплоемкости ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ [2]. Поскольку варьируется единственный параметр ω_E , результат расчета фононной теплоемкости является вполне однозначным, что позволяет также однозначно определять вклад электронной подсистемы в теплоемкость металлооксидных ВТСП.

Результаты численных расчетов фононной теплоемкости сверхпроводников $ReBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($Re = Y, Dy, Eu$) представлены на рис. 1 сплошными кривыми и сравниваются с соответствующими экспериментальными данными [3,7]. Параметры ВТСП, а также характерные частоты фононного спектра, использованные в расчетах, приведены в таблице 1.

Таблица 1

ВТСП	7-δ	T _c , К	ω _D , мэВ	ω _E , мэВ	Эксперимент
YBa ₂ Cu ₃ O _{7-δ}	6.9	91.8	21.00	42.0	[3]
DyBa ₂ Cu ₃ O _{7-δ}	6.9	91.8	20.75	41.5	[3]
EuBa ₂ Cu ₃ O _{7-δ}	7	92.5	19.75	39.5	[7]

Как видно из рис. 1, в рамках единого теоретического подхода удастся описать измеренные теплоемкости семейства ВТСП $Re-Ba-Cu-O$ ($Re = Y, Dy, Eu$) в широком интервале температур $20\text{ К} \leq T \leq 300\text{ К}$.

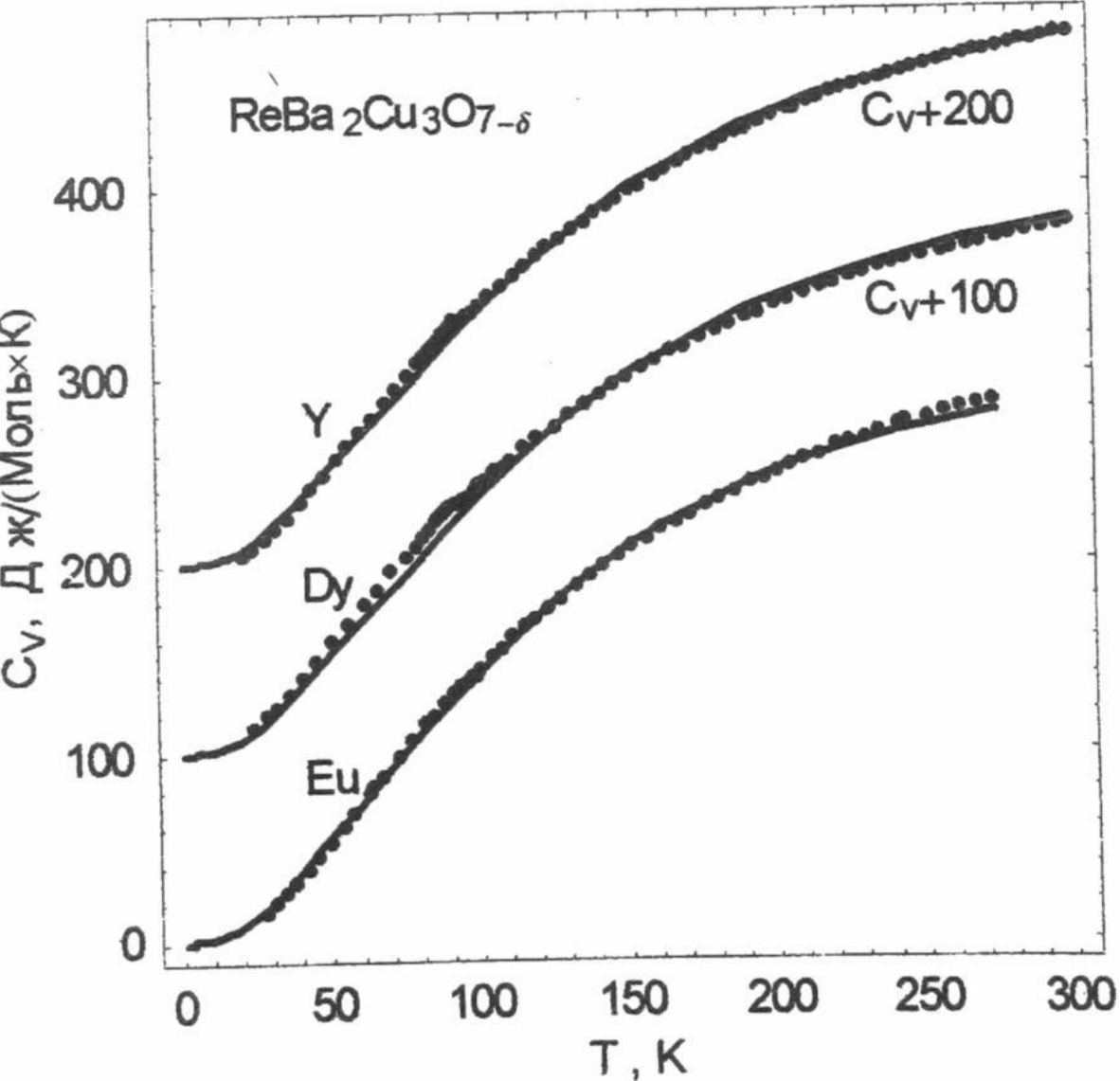


Рис. 1. Сплошные кривые - фононные теплоемкости ВТСП $ReBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($Re = Y, Dy, Eu$), рассчитанные по формулам (1) - (4) с параметрами из табл. 1; точки - эксперимент [3,7]

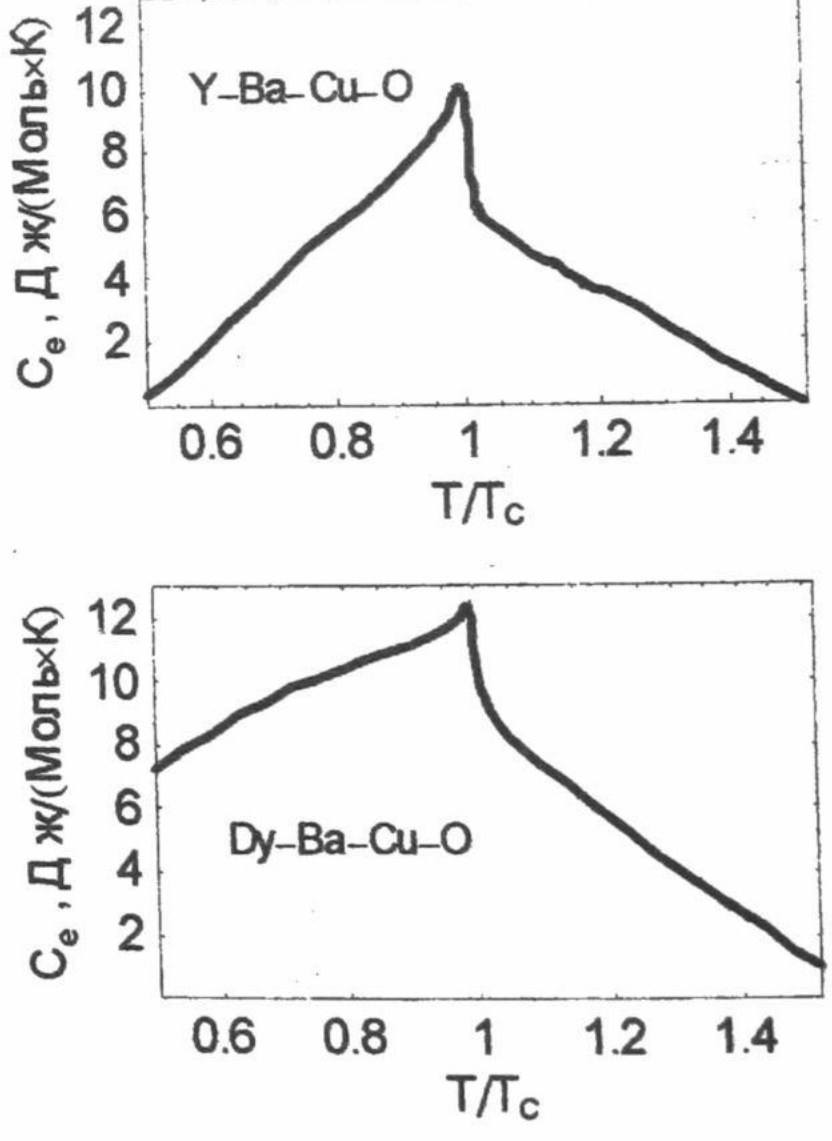


Рис. 2. Вклад электронной подсистемы $C_e(T)$ в теплоемкость ВТСП $ReBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($Re = Y$ вверху, $Re = Dy$ внизу) как функция T/T_c

Несмотря на то, что массы атомов Y и Dy различаются почти вдвое, характерные частоты решеточных колебаний ω_D и ω_E весьма слабо изменяются при замене $Dy \rightarrow Y$ и фононные спектры рассматриваемых ВТСП остаются подобными. Это свидетельствует о малости вклада колебаний тяжелых редкоземельных элементов в ПФС, что подтверждает применимость соответствующего предположения, сделанного в [1,2] при моделировании фононного спектра.

Выполненные численные расчеты решеточной теплоемкости $C_{ph}(T)$ позволяют определить вклад электронной подсистемы $C_e(T) = C_{exp}(T) - C_{ph}(T)$ в измеряемую экспериментально теплоемкость $C_{exp}(T)$ рассматриваемых ВТСП. Соответствующие электронные вклады для $ReBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($Re = Y, Dy$) в области сверхпроводящего перехода представлены на рис. 2. Мы не приводим такие расчеты в случае $EuBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, поскольку имеющиеся экспериментальные данные для этого образца вблизи T_c имеют большой разброс значений [7].

Как видно из рис. 2, для ВТСП $ReBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($Re = Y, Dy$) имеет место четко выраженный скачок электронной теплоемкости, соответствующий переходу в сверхпроводящее состояние, из анализа которого можно получить информацию о величине флуктуационного вклада, параметрах электронной подсистемы, величине и возможной анизотропии энергетической щели в спектре квазиэлектронных возбуждений. Величина скачка для обоих соединений примерно одинакова и составляет $\Delta C \cong 4$ Дж/(Моль·К), что согласуется с результатами работ [5,8].

Отметим подобие температурных зависимостей электронной теплоемкости соединений $Y-Ba-Cu-O$ и $Dy-Ba-Cu-O$ при $T \geq T_c$ и существенное их отличие при $T \leq T_c$ (см. рис. 2). Кроме того, обращает на себя внимание достаточно медленное спадание электронной теплоемкости рассматриваемых ВТСП при понижении температуры ниже T_c , что существенно отличается от характера электронной теплоемкости традиционных сверхпроводников со слабой связью (см., напр., [9]).

Детальное изучение особенностей электронной подсистемы металлооксидных слоистых ВТСП $ReBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ является предметом наших дальнейших исследований.

В заключение отметим, что успех в вычислении решеточной теплоемкости по предложенной модели, учитывающей дисперсию фононов и структурные особенности металлооксидных ВТСП, позволяет изучить также вклад магнитной подсистемы в измеряемую теплоемкость данных соединений в области сверхнизких температур $T \leq 10$ К. Представляется интересным развитие в этом направлении исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. И.Н.Кудрявцев //Вестник Харьковского университета, сер. физ. «Ядра, частицы, поля», 1999, N 453, вып. 3/7/, с. 36-42; I.N.Kudryavtsev // Report on XII Trilateral German-Russian-Ukrainian Seminar on HTS, 25-29 October 1999, Kiev, Ukraine.
2. И.Н.Кудрявцев //Вестник Харьковского университета, сер. физ. «Ядра, частицы, поля», 1999, N 463, вып. 4/8/, с. 27-33.
3. W.Schnelle, E.Braun, H.Broicher et al. // Physica C, 1990, v. 168, p. 465-474.
4. J.M.Tarascon, W.R.McKinnon, L.H.Greene et al. // Phys. Rev B, 1987, v. 36, N 1, p. 226-234.
5. G.A.Costa, M.M.Ferretti, E.Kaiser // Thermochimica Acta, 1990, v. 162, p. 69-74.
6. S.Simizu, S.A.Friedberg, E.A.Hayri, M.Greenblatt // Phys. Rev. B, 1987, v. 36, N 13, p. 7129-7132.
7. G. Bednarz, G.Stroink, M.A.White // Physica C, 1990, v. 165, p. 385-390.
8. K.Kitazawa, T.Atake, H.Ishii et al. // Jpn. J. Appl. Phys., 1987, v. 26, p. L748.
9. Э.А.Папицкий. Основы теории сверхпроводимости. - Киев: Вища школа, 1985, 103 с.

SPECIFIC HEAT AND PHONON SPECTRA OF HIGH-TEMPERATURE SUPERCONDUCTORS $ReBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($Re = Y, Dy, Eu$)

I. N. Kudryavtsev

Department of Physics, Kharkov State Automobile & Highway Technical University, Ukraine;
61002 Kharkov, Petrovsky st., 25. E-mail: aip@khadi.kharkov.ua

The phonon specific heat functions for high-temperature superconductors (HTS) $Re-Ba-Cu-O$ ($Re = Y, Dy, Eu$) are calculated in the framework of united theoretical approach, accounting for the phonon dispersion and characteristic dimensionality of lattice vibrations. Agreement of theoretical calculations with the corresponding experimental data is achieved in wide temperature region. Characteristic frequencies of the phonon spectrum are determined and electronic specific heat contribution is deduced that allows to accomplish a detailed analysis of electron-phonon interaction peculiarities and their role in carrier coupling for cuprate HTS.

KEY WORDS: specific heat of $Re-Ba-Cu-O$ HTS, rare-earth elements substitution, phonon density of states, electronic subsystem, specific heat jump, superconductivity.

УДК 539.172

ОСОБЕННОСТИ ВОЗДЕЙСТВИЯ СИЛЬНОТОЧНЫХ ТРУБЧАТЫХ
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ НА ТВЕРДОЕ ТЕЛОВ.Ф.Клепиков¹, А.Г.Пономарев, Г.В.Скачек, А.Г.Толстоуцкий, В.В.Уваров²¹Научно-технический центр электрофизической обработки НАН Украины,
61002, г.Харьков, ул. Чернышевского, 28, а/я 8812

тел.: (0572) 404720, факс: (0572) 475261, e-mail: ntcefo@kharkov.ua

²НИИЦ "Харьковский физико-технический институт", 61108, г.Харьков, ул.Академическая, 1

Поступила в редакцию 6 января 2000 г.

В статье рассматриваются особенности воздействия релятивистских электронных пучков микросекундной длительности на мишени с различными значениями атомного номера. Изучены фазы развития газоплазменного факела, в месте контакта пучка с мишенью. Показано, что трубчатые пучки позволяют увеличить давление на мишень по сравнению со сплошными при условии, что толщина мишени не меньше диаметра пучка.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: релятивистские электронные пучки, сверхвысокие давления, газоплазменный факел

Проблемы создания сверхвысоких импульсных давлений для получения метастабильных состояний в металлах и сплавах, а также изучения поведения вещества в экстремальных условиях сводятся к получению больших плотностей энергии и поиску путей ее подвода к исследуемому веществу за короткое время.

При взаимодействии сильноточного релятивистского электронного пучка (РЭП) с мишенью вследствие большой объемной плотности энергии, выделившейся в тонком слое мишени, происходит взрыв ее поверхности, формируется газоплазменный факел (ГПФ) и вследствие импульса отдачи возникает ударная волна, которая при своем движении вглубь мишени сжимает и разогревает материал мишени. Известно, что при локальных концентрациях, превышающих 10^7 Дж/см³, скачок давления на мишень может достигать мегабарных значений, превосходящих возможности стандартной техники взрывчатых веществ [1-3].

В данной работе оптическими методами исследовалась динамика взаимодействия сильноточного трубчатого РЭП с плотностью энергии $\geq 10^9$ Вт/см² ($E_p \approx 0.5$ МэВ, $I_p \approx 4$ кА, $\tau_p \approx 5 \cdot 10^{-6}$ с) с поверхностью твердого тела. Источником сильноточного РЭП был магнитоизолированный диод со взрывной эмиссией [4], основные узлы которого и схема измерений показаны на рис. 1.

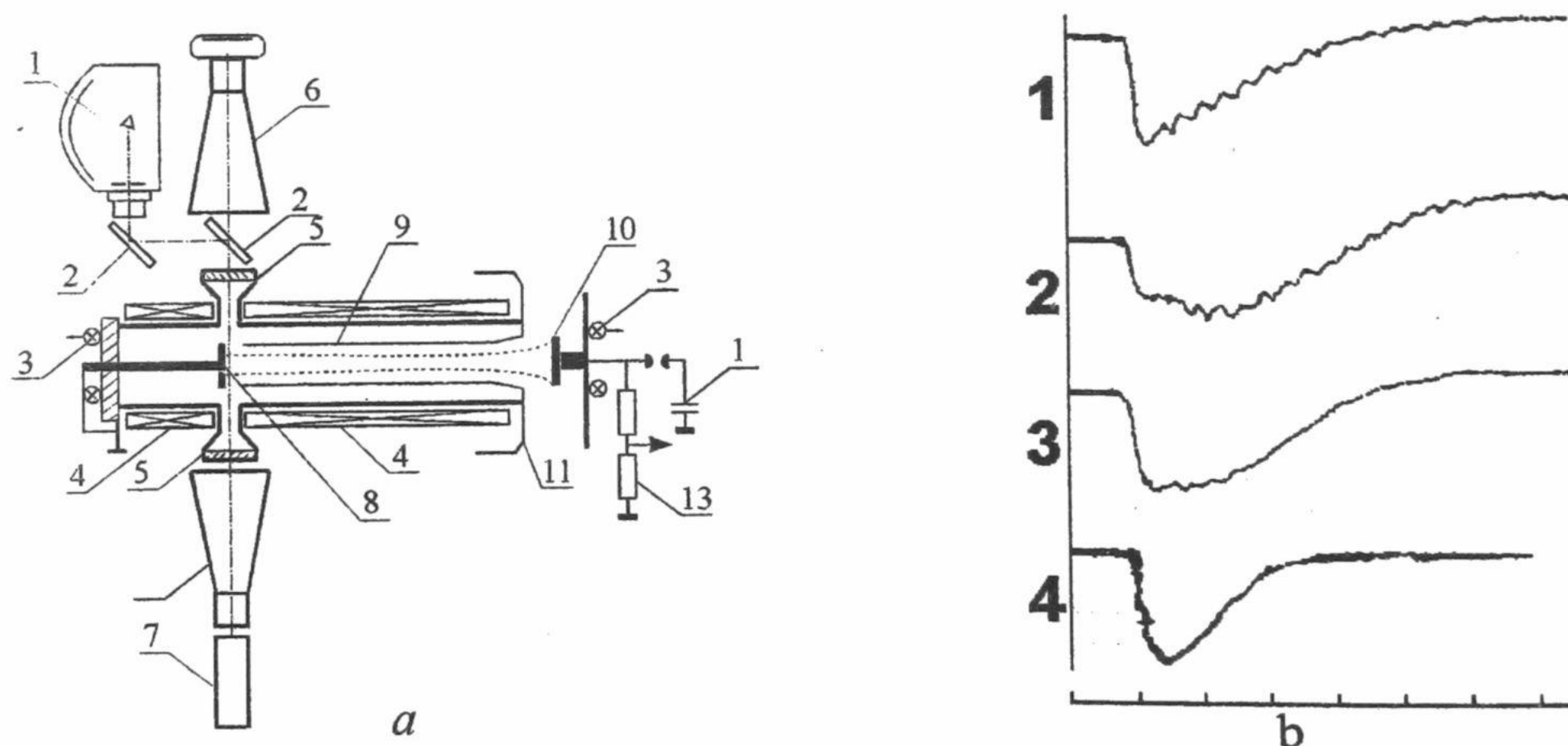


Рис.1. Схема диода и измерений: а) 1 - СФР-2М, 2 - зеркало, 3 - пояс Роговского, 4 - соленоид, 5 - окно, 6 - телескоп, 7 - лазер, 8 - мишень-коллектор, 9 - трубчатая вставка, 10 - катод, 11 - анод, 12 - ГИН, 13 - делитель напряжения; б) - осциллограммы: 1 - напряжение на катоде, 2 - общий ток диода, 3 - коллекторный ток, 4 - тормозное рентгеновское излучение (1 деление = 1 мкс).

В качестве эмиттера электронов использовались цилиндрические катоды с острой кромкой различных диаметров, которые соосно подсоединялись к высоковольтному электроду ускорительной трубки. Для лучшего согласования диода с источником питания, а также для получения однородной эмиссии из слоя катодной плазмы и уменьшения времени задержки эмиссии катоды изготавливались из графита или нержавеющей стали, покрытых слоем аквадага. Повышение однородности эмиссии приводит также к уменьшению углового разброса скоростей электронов в плоскости анода, что является существенным для дальнейшей транспортировки пучка.

Скорости разлета ГПФ и жидкой фазы вещества мишени в продольном и поперечном направлениях измерялись из теневых фотографий по смещению границы зоны непрозрачности для зондирующего лазерного излучения с длиной волны 0.53 мкм, время экспозиции 20 нс. Излучение лазера ЛТИ-ПЧ преобразовывалось оптической системой (телескопы с фокусным расстоянием 750 мм) таким образом, что пространство перед мишенью освещалось параллельным световым потоком, а изображение пространства взаимодействия проектировалось на регистрирующем элементе (фотопленке). Изменяя время задержки генерации светового излучения относительно времени начала взаимодействия РЭП с мишенью, были получены картины зон, непрозрачных для светового зондирующего излучения в различные моменты времени.

Регистрация светового излучения ГПФ из примишенной области проводилась с помощью сверхскоростного фоторегистратора СФР-2М, работающего в режиме непрерывной развертки. Ширина ограничивающей щели в оптической системе регистратора 0.12 мм, изображение излучения разворачивалось во времени с разрешением $0.1 \cdot 10^{-6}$ с. Место отбора излучения относительно плоскости мишени подбиралось путем микрометренного перемещения мишени вдоль оси камеры дрейфа с точностью 0.1 мм. Таким способом регистрации было возможно определить пространственно-временные характеристики свечения ГПФ.

Для получения наиболее четкого изображения области взаимодействия РЭП с мишенью последняя изготавливалась в виде узкой полоски шириной 5-6 мм, которая располагалась на расстоянии 40 мм от поверхности графитового коллектора и заземлялась. С помощью такой комбинированной мишени удалось сделать доступной для оптических измерений внутреннюю область трубчатого пучка.

Теневые фотографии взаимодействия трубчатого пучка с графитовой мишенью в виде полоски показаны на рис.2, из которых видно, что образование ГПФ и его разлет начинается лишь спустя $5 \cdot 10^{-6}$ с после начала импульса коллекторного тока (прихода пучка на мишень) и продолжается длительное время $> 5 \cdot 10^{-6}$ с после окончания импульса тока. Измеренная продольная скорость разлета ГПФ из графитовой мишени составляет $(0.44 \pm 1.0) \cdot 10^5$ см/с, а поперечная $(0.1 \pm 0.5) \cdot 10^5$ см/с в различные времена наблюдения.

В месте попадания РЭП на графитовую мишень в виде полоски также хорошо видна ярко светящаяся зона прогрева глубиной 0.35 мм и шириной 1.4 мм (при ширине кольца трубчатого пучка 1.0 мм), размеры которой увеличиваются со временем до глубины 0.7 мм и ширины 1.8 мм (времена наблюдения соответственно $4 \cdot 10^{-6}$ с и $1.5 \cdot 10^{-5}$ с).

Тенеграммы, полученные при взаимодействии трубчатого РЭП с мишенями из металла (сталь 12Х18Н10Т и алюминиевый сплав Д-16), резко отличаются от тенеграм, полученных на графите. Ярко светящаяся зона прогрева материала мишени в месте падения пучка отсутствует, а образование и разлет ГПФ начинаются гораздо быстрее, меньше чем через $1 \cdot 10^{-6}$ с после начала импульса тока РЭП, и длится более $3.5 \cdot 10^{-5}$ с.

Измеренные скорости разлета ГПФ из стали 12Х18Н10Т по теневым фотографиям, показанным на рис.3, превышают скорости разлета ГПФ из графита в несколько раз. Так, продольная скорость разлета ГПФ из стали 12Х18Н10Т лежит в диапазоне $(0.8 \pm 4.0) \cdot 10^5$ см/с, а поперечная - $(1.25 \pm 2.15) \cdot 10^5$ см/с. Но главное отличие на тенеграммах, полученных на металлических мишенях, заключается в том, что через несколько микросекунд после начала импульса тока (например, для стали 12Х18Н10Т через $7 \cdot 10^{-6}$ с) в центральной осевой области из мишени появляется вначале узкая, затем расширяющаяся со временем зона, также непрозрачная для зондирующего лазерного излучения ($\lambda = 0.53$ мкм), которая сохраняется длительное время $\sim 2 \cdot 10^{-5}$ с. Измеренные скорости продольного и поперечного расширения этой осевой зоны составили $(5 \pm 7) \cdot 10^5$ см/с и $(1 \pm 2) \cdot 10^5$ см/с соответственно.

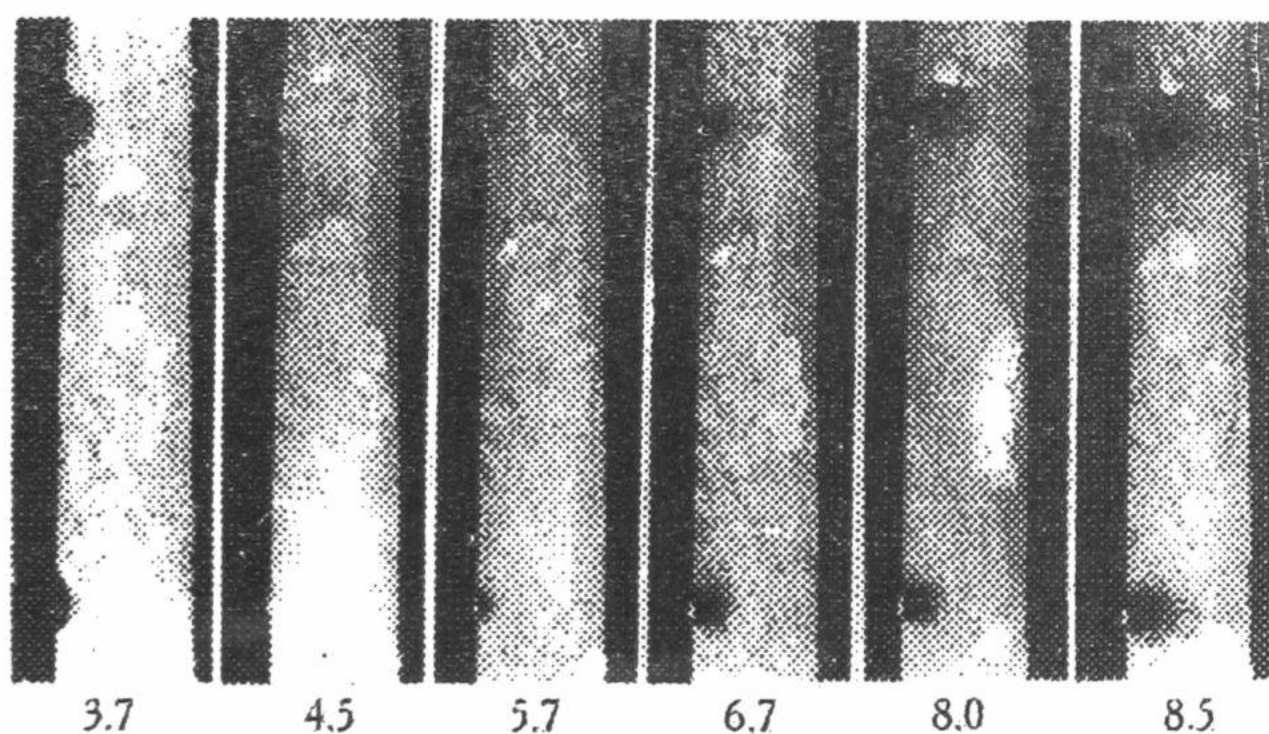


Рис.2. Разлет ГПФ из графитовой мишени (время задержки в микросекундах).

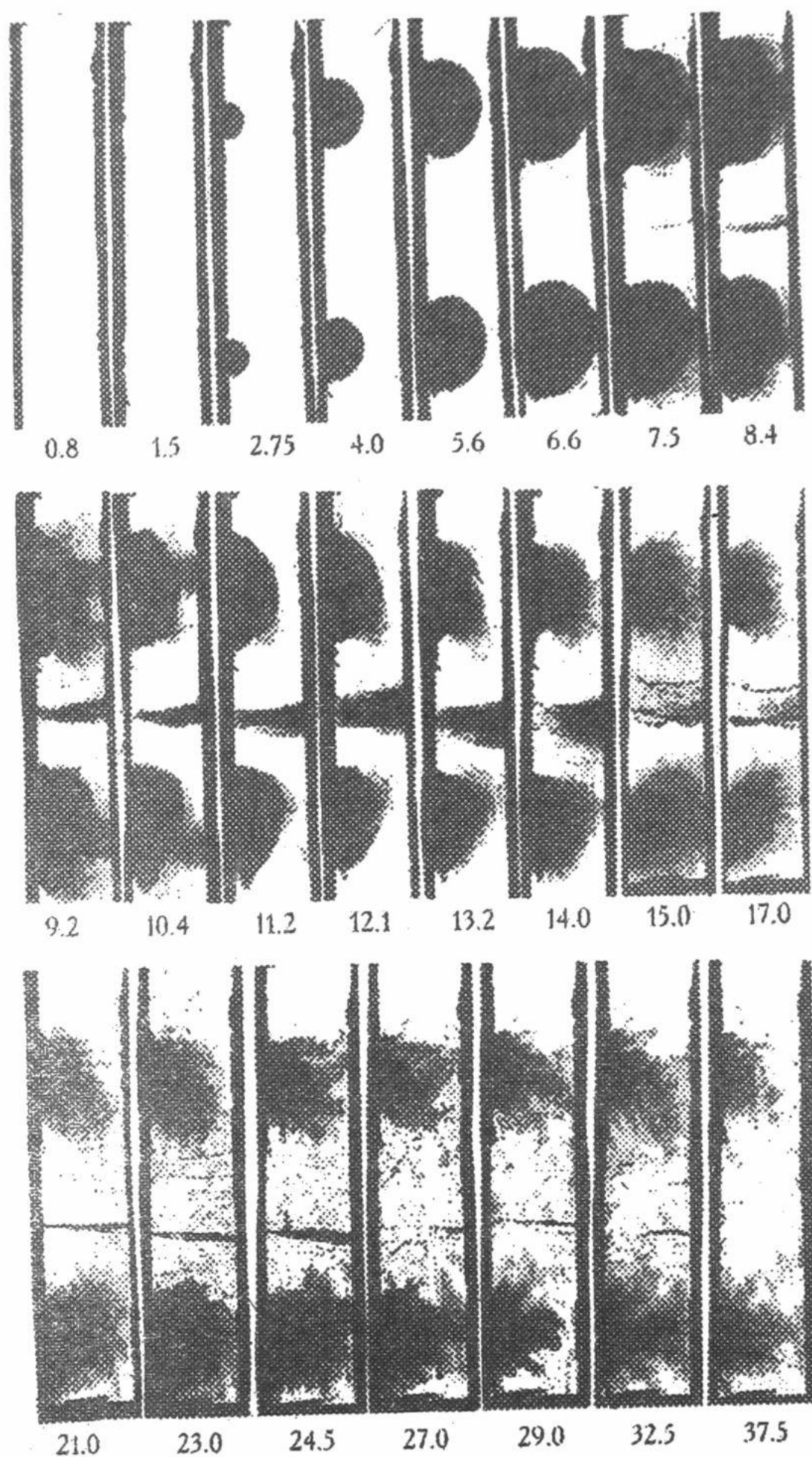


Рис.3. Разлет ЛПФ из стали 12X18H10T (мишень - полоска, время задержки в микросекундах).

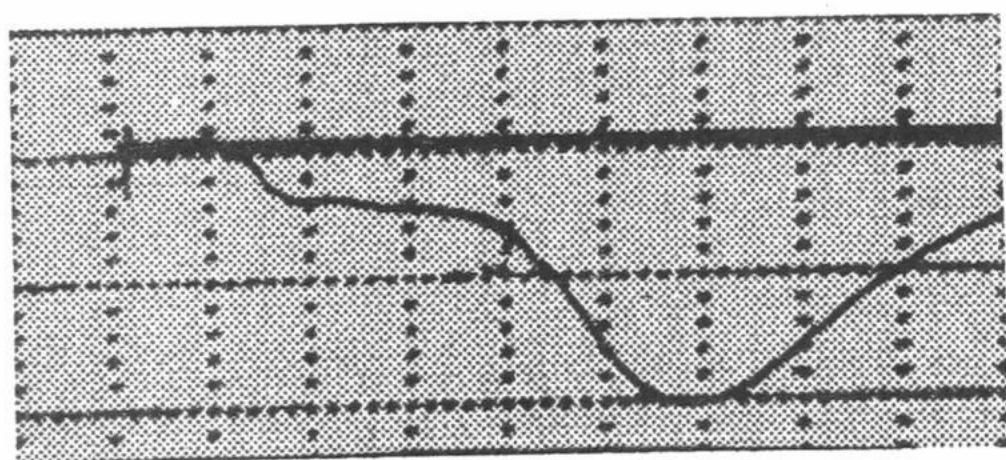


Рис.4. Временной ход интенсивности свечения ЛПФ из стали 12X18H10T (1 деление = 2 мкс, $z = 0$ мм).

Регистрация свечения ЛПФ электронно-лучевым усилителем типа ЭЛУ-Ф5, фотокатод которого был расположен напротив диагностического окна, где располагалась мишень, показала, что интенсивность свечения центрального осевого ЛПФ (для мишени из стали 12X18H10T) в пять раз превышает интенсивность свечения ЛПФ с поверхности мишени в месте падения трубчатого пучка. На рис.4 приведен временной ход изменения интенсивности свечения ЛПФ, который хорошо коррелирует с процессами, наблюдавшимися на теневых фотографиях и фоторазвертках. Перемещение мишени за пределы диагностического окна приводит к тому, что свечение ЛПФ с поверхности мишени в месте падения трубчатого пучка электронно-лучевым усилителем из-за малой интенсивности с поверхности ЛПФ не наблюдается, что видно на осциллограмме (рис.5).

На тенеграммах, приведенных на рис. 6, показаны передний фронт ЛПФ от мишени из стали 12X18H10T (в виде полосы) и задняя часть осевого ЛПФ. Видно, что осевой ЛПФ в начале образования через $8.5 \cdot 10^{-6}$ с после начала импульса тока четко ориентирован в продольном направлении.

Фоторазвертки, полученные на различных расстояниях ограничивающей щели регистратора от поверхности мишени - полосы из стали 12X18H10T и алюминиевого сплава Д-16, показаны на рис. 7 и рис. 8 соответственно. После появления свечения ЛПФ на поверхности мишени в месте воздействия на нее трубчатого РЭП через $7 \cdot 10^{-6}$ с (для стали 12X18H10T), т.е. одновременно с появлением непрозрачной зоны для зондирующего лазерного излучения ($\lambda = 0.53$ мкм), в центральной осевой части, видимой на теневых фоторазвертках, регистрируется яркое свечение, длящееся около $2 \cdot 10^{-5}$ с и расширяющееся в поперечном направлении со скоростью $(1 \div 2) \cdot 10^5$ см/с.

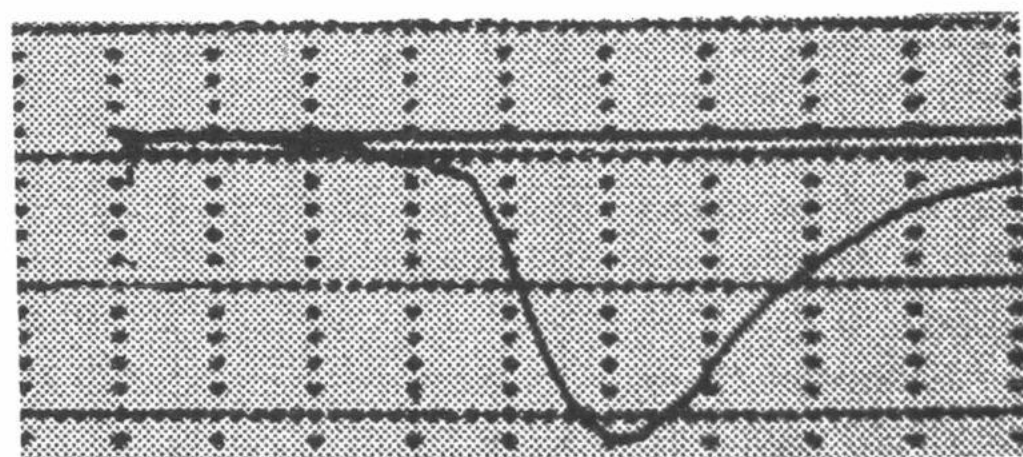


Рис.5. Временной ход интенсивности свечения ЛПФ из стали 12X18H10T (1 деление = 2 мкс, $z = 17$ мм).

Перемещения ограничивающей щели фоторегистратора СФР-2М на различные расстояния от поверхности мишени показали, что в начале образования (через $7 \cdot 10^{-6}$ с) область свечения центрального осевого ЛПФ имеет малый диаметр равный $1 \div 2$ мм, а в продольном направлении ограничен 15 мм.



Рис.6. Передний фронт разлета ГПФ из стали 12X18H10T, время задержки $t_3 = 8.5$ мкс: (a) - сдвиг мишени на 5 мм, (b) - 10 мм, (c) - 15 мм, (d) - 16.5 мм.

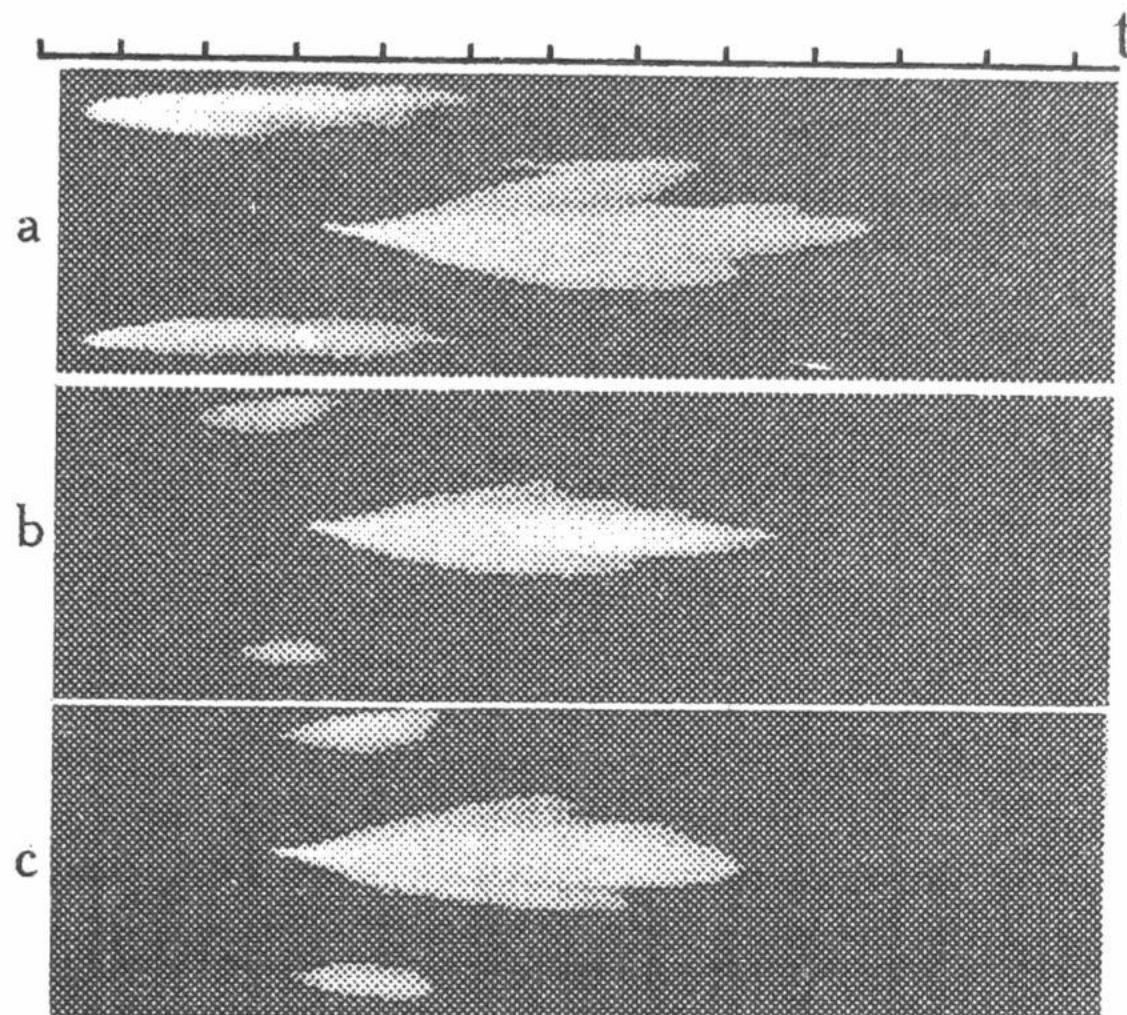


Рис.7. Фоторазвертки свечения ГПФ из стали 12X18H10T при различных расстояниях щели регистратора от поверхности мишени-полоски: a) $z=0$ мм; b) $z=7.5$ мм; c) $z=15$ мм (на шкале 1 деление = 2 мкс).

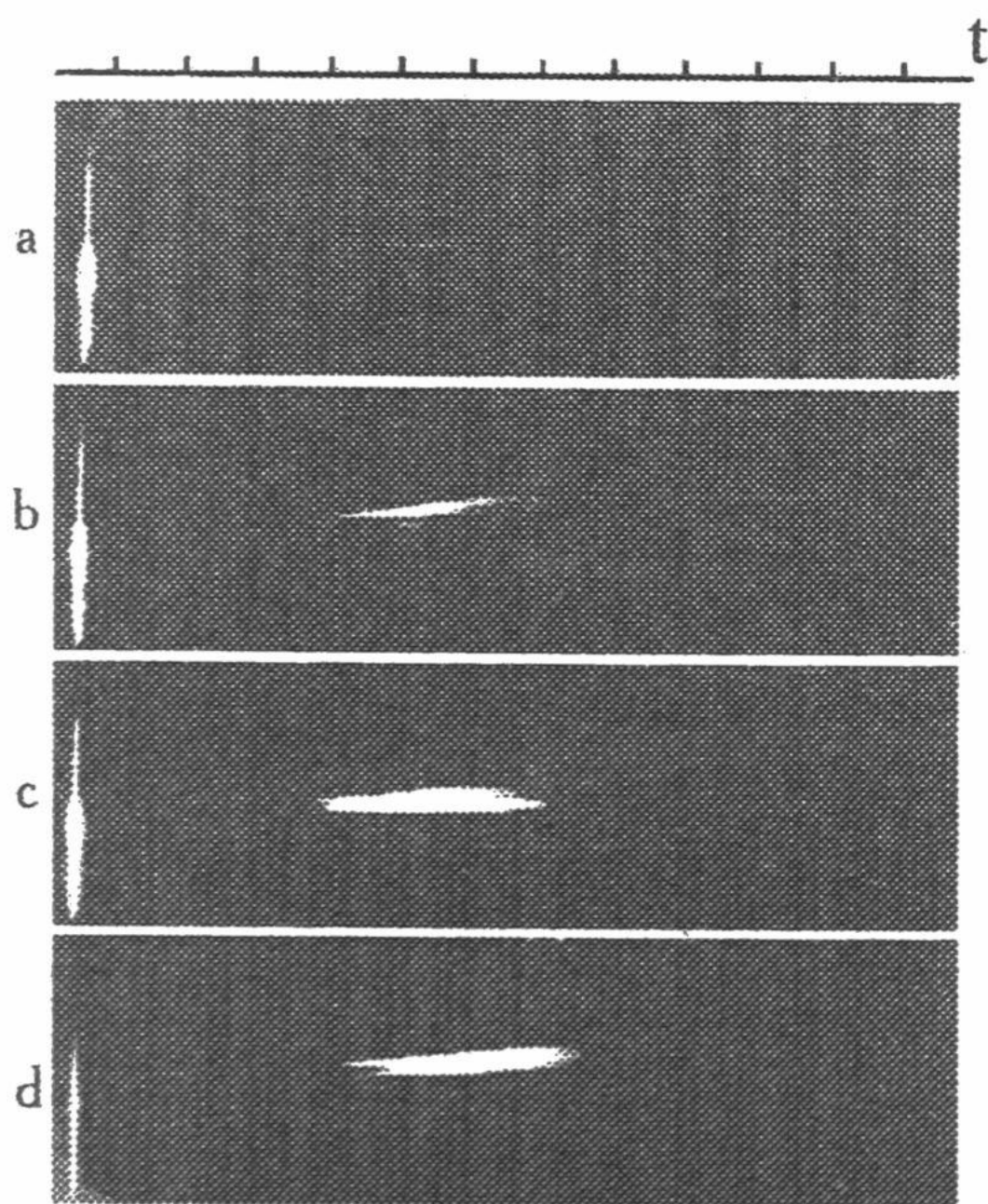


Рис.8. Фоторазвертки свечения ГПФ из сплава Д-16 при различных расстояниях щели регистратора от поверхности мишени-полоски: a) $z=2.5$ мм, b) $z=5.9$ мм; c) $z=6.5$ мм, d) $z=9.0$ мм (на шкале 1 деление = 2 мкс).

Отличие картины свечения на фоторазвертках, полученных при взаимодействии трубчатого РЭП с алюминиевым сплавом Д-16, заключается в том, что при наличии яркого свечения из центральной осевой области свечение ГПФ с поверхности мишени в месте падения РЭП не наблюдается.

Проведенные экспериментальные исследования позволили получить общую картину развития процессов в мишени и вблизи ее поверхности. Первоначально сходящаяся цилиндрическая ударная волна сжатия, образуемая в материале мишени под действием трубчатого сильноточного РЭП, приводит за короткие времена к ряду процессов: повышению температуры, изменению плотности и объема вещества, пластической деформации, обратимым и необратимым фазовым, структурным и химическим превращениям. Затем волна сжатия на фронтальной границе раздела среды мишень-вакуум преобразуется в волну разрежения, и, как только $\sigma_{\text{волны разр.}} > \sigma_{\text{пред.}}$, происходит выброс материала мишени в виде жидкой фазы и газоплазменного факела (за время ≈ 0.2 мкс) навстречу пучку с образованием кратера, параметры которого определяются энергией и диаметром РЭП и материалом мишени. Поскольку скорость разлета ГПФ превышает скорость разлета жидкой фазы, то, по-видимому, основной вклад в импульс отдачи, вносит разлет ГПФ.

Было отмечено образование мощной цилиндрической ударной волны, фронт которой распространяется от места падения РЭП на мишень со скоростями

$(0.5 \div 4) \cdot 10^5$ см/с. При этом часть фронта ударной волны, движущейся к оси камеры дрейфа, схлопывается на оси и образуется осевой ГПФ - «фокус» ударных волн с длительностью существования до $2 \cdot 10^{-5}$ с. Температура и плотность частиц в таком «фокусе» выше, чем в примитивном ГПФ. С поверхности мишени наблюдался разлет крупинки материала мишени размером до 0.1 мм со скоростями $\sim 10^5$ см/с.

Методом взвешивания определялись потери массы мишеней после воздействия на них РЭП. Потеря массы мишеней из алюминиевого сплава Д-16 и нержавеющей стали за время импульса РЭП составила соответственно 0.27 г/см^2 и 0.17 г/см^2 . В случае дюралевой мишени плотности энергии электронного пучка ($\rho_w = 10^4 \text{ Дж/см}^3$) достаточно для нагрева до кипения и испарения только 10% выброшенной массы вещества, в то время как для мишени из нержавеющей стали этой энергии пучка достаточно для испарения практически всей теряемой массы.

Результаты измерений показывают, что механизм переноса вещества из зоны действия микросекундного РЭП зависит от материала мишени. Для дюралевой мишени - это преобладание выброса расплава, а для мишени из нержавеющей стали - парообразование.

Для создания максимального импульса отдачи механизм парообразования наиболее приемлем для мишеней из материалов с большим атомным весом, так как в этом случае глубина проникновения РЭП в вещество небольшая и в процессе участвует меньшее количество вещества при неизменной величине вкладываемой энергии РЭП.

По измеренным скоростям разлета ГПФ и частиц материала мишени было оценено импульсное давление, создаваемое трубчатым РЭП на мишень Д-16, по известной формуле:

$$P = \rho D u, \quad (1)$$

где ρ - плотность материала мишени, D - скорость движения фронта ударной волны, u - массовая скорость частиц вещества мишени.

Из уравнения для ударной адиабаты следует: $D = a + bu$, где a и b - константы, которые для сплава Д-16 равны $5.32 \cdot 10^5$ см/с и 1.338 соответственно.

Давление, рассчитанное по формуле (1), для сплава Д-16 в зоне энергосвечения пучка составляет ≈ 85 кбар.

Таким образом, диапазон импульсных давлений на твердотельной мишени определяется мощностью источника возбуждения ударной волны сжатия, временем существования газоплазменного факела и способом формирования импульса отдачи. Последнее обстоятельство характерно только для взаимодействия с твердым телом трубчатых РЭП, так как по сравнению со сплошными цилиндрическими РЭП они позволяют увеличивать давление на мишень при условии, что толщина облучаемой мишени сравнима или больше диаметра трубчатого пучка.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Богданкевич О.В., Рухадзе А.А. О возможности создания высокого давления в твердом теле с помощью сильноточного электронного пучка // Письма в ЖЭТФ, 1971, т.13, в.9, с.517-519.
2. Trainor R.I., Shaner I.W., Auerbach I.M. Ultrahigh-pressure Laser-Driven Shock-Wave Experiments in Aluminium // Phys.Rev.Lett. 1979, v.42, p.1154-1157.
3. Fabbro R., Faral B. Generation of very high pressures in planar geometry in 0.26 μm wavelength laser experiments // Proc. 12-th European Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Budapest, 1985, part II, p.10-13.
4. Ткач Ю.В., Уваров В.Т., Гадецкий Н.П. и др. Получение сильноточных пучков микросекундной длительности с высоким к.п.д. // Препринт ХФТИ, 84-30, 1984, г. Харьков.

PECULIARITIES OF THE ACTION OF HIGH-CURRENT TUBULAR RELATIVISTIC ELECTRON BEAMS UPON SOLIDS

V.F.Klepikov¹, A.G.Ponomarev, G.V.Skachek, A.G.Tolstolutskiy, V.V.Uvarov²

¹Scientific and Technological Center of Electrophysics, National Academy of Sciences of Ukraine,
28 Chernyshevskiy Str., P.O.BOX 8812, UA - 61002 Kharkov, Ukraine
tel.: (0572) 404720, fax: (0572) 475261, e-mail: ntcefo@kharkov.ua

²National Science Center "Kharkov Institute of Physics and Technology", 1 Akademicheskaya Str., UA-61108 Kharkov, Ukraine

The paper considers peculiarities of the action of relativistic electron beams of microsecond duration upon targets with different atomic weights. Stages of development of gas-plasma torch at the spot of beam-target contact are studied. It has been shown that tubular beams can increase pressure upon target as compared to the continuous ones, provided the target thickness is not smaller than the beam diameter.

KEY WORDS: relativistic electron beams, ultrahigh pressures, gas-plasma torch

УДК 621.039.553

ПЕРСПЕКТИВНЫЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ПРИМЕНЕНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ В ЛИСТОПРОКАТНОМ ПРОИЗВОДСТВЕ

Ю.И. Гофман, А.И. Кирдин, Т.А. Коваленко, **И.В. Мизик**, С.А. Письменецкий

Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина. Физико-технический факультет.

61108, Харьков, пр. Курчатова, 31. E-mail: kirdin@ftf.univer.kipt.kharkov.ua

Поступила в редакцию 5 января 2000 г.

Изучены возможности технологического применения интенсивных пучков релятивистских электронов для обработки тонколистового стального проката. Результаты, полученные при радиационно-термической обработке (РТО) низкоуглеродистых и электротехнических сталей, свидетельствуют о ее высокой эффективности. Показано, что РТО ускоряет рекристаллизационный отжиг низкоуглеродистых сталей, повышает магнитную индукцию и понижает удельные потери электротехнических сталей и может быть использована для создания электротехнической стали с комбинированной текстурой и композиционного материала типа металл-полимер-металл с высокими звукопоглощающими характеристиками.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: релятивистские электроны, радиационно-термическая обработка, тонколистовая сталь, рекристаллизация, комбинированная текстура, композиционный материал

Взаимодействие излучений с твердым телом сводится к трем первичным процессам: возбуждение ядерной и электронной подсистем, ядерные реакции и смещение атомов кристаллической решетки [1]. При энергии электронов ниже порога ядерных реакций трансмутации элементов не происходит и воздействие пучка релятивистских электронов с металлом сводится к разогреву материала и созданию в нем смещенных атомов. В основе большинства явлений радиационной повреждаемости и модификации металлов лежит смещение атомов из положения равновесия, образование точечных и протяженных дефектов кристаллической структуры и их эволюция в пространстве и времени вследствие диффузионных процессов. При облучении металла интенсивным пучком релятивистских электронов радиационное воздействие является комбинированным, т.к. одновременно осуществляется интенсивный нагрев материала и образование в нем значительных концентраций точечных дефектов, вследствие подвижности которых происходит радиационно-стимулированная диффузия. Именно комбинированное действие пучка открывает широкие возможности для разнообразных технологических применений.

В настоящее время в производстве происходит переход от традиционных технологий к новым, более эффективным, ресурсосберегающим, экологичным. Особенности обработки материалов пучком релятивистских электронов, которую принято называть радиационно-термической обработкой (РТО), являются одновременное выделение энергии во всей толщине материала, а не нагрев от поверхности, как при других способах, и возможность достижения более высоких скоростей нагрева и охлаждения. Экономическую основу РТО составляет способность ионизирующего излучения радикально и за малое время изменять структуру материала при относительно небольших энергетических затратах [2]. Энергия излучения при РТО практически полностью переходит в тепло и утилизируется в обрабатываемом объекте, для чего специально отрабатывается режим и параметры облучательной установки. Мощность и КПД современных технологических ускорителей вполне обеспечивают возможность реализации промышленной термообработки, например, отжиг тонколистового проката [2]. В настоящей работе рассмотрены конкретные примеры новых технологических решений задач листопрокатного производства на базе использования ускорителей релятивистских электронов.

РАДИАЦИОННО-ТЕРМИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА КОНСТРУКЦИОННОЙ СТАЛИ

Низкоуглеродистая сталь широко применяется в автомобилестроении как конструкционный материал для кузовов автомобилей. Одной из ее важнейших характеристик является низкий предел текучести и способность к глубокой вытяжке. Эти свойства в основном определяются составом и структурой, формирующейся при рекристаллизационном отжиге [2]. Отжиги осуществляют после холодной прокатки со степенью обжатия 50–75% в рулонах в так называемых колпаковых печах или печах непрерывного действия - агрегатов непрерывного отжига (АНО). Общая продолжительность отжига рулонов в колпаковых печах достигает 60–80 часов, что необходимо для равномерного прогрева рулонов. РТО конструкционной стали 08Ю проводилась на ускорителях ЭЛВ-2 с энергией 1,2 МэВ и ЛУЭ-6 ХГУ с энергией 4,5 МэВ. После облучения свойства сталей исследовали с помощью металлографии, рентгеноструктурного анализа, микротвердости. Металлографические и рентгеноструктурные исследования проводили на оптических микроскопах МИМ-6 и МБС-9 и дифрактометре ДРОН-3. Микротвердость измеряли с помощью микротвердомера ПМТ-3.

Преимущество РТО перед отжигом в печи и в АНО заключается в том, что при РТО в непрерывном режиме можно реализовать весьма сложные и разнообразные режимы обработки. Получено, что для стали 08Ю при температуре 400 С начинается уменьшение микротвердости. Металлографические исследования показали, что оно связано с рекристаллизацией. Полностью процесс рекристаллизации завершается при 500 С. Из рентгеноструктурных исследований следует, что формирование текстуры благоприятной для глубокой вытяжки завершается при 450 С. Результаты исследований [2] показали, что РТО существенно уменьшает температурно-временные характеристики процесса рекристаллизации тонколистового проката по сравнению с обычной термической обработкой. Так, температура начала и конца рекристаллизации при РТО снижется на 100 С, а время обработки уменьшается в несколько раз.

РАДИАЦИОННО-ТЕРМИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКОЙ СТАЛИ

Повышение магнитных характеристик электротехнических сталей, которые используются для изготовления магнитопроводов и магнитоактивных узлов электрических машин и устройств, приводит к значительной экономии электроэнергии и поэтому является очень важной задачей. При этом наиболее существенными являются такие характеристики, как индукция насыщения и удельные потери. Как и в случае низкоуглеродистой стали, определяющими здесь являются рекристаллизационные процессы, в ходе которых для динамной стали формируется изотропная структура, а для трансформаторной - анизотропная. РТО подвергали образцы динамной стали в холоднодеформированном состоянии. Температура обработки составляла 800–1100 С, время облучения 5–20 мин., флюенс $1,2-4,6 \cdot 10^{16}$ см⁻². Магнитные характеристики электротехнических сталей определяли методом вольтметра и амперметра. Установка для измерения магнитной индукции и магнитных потерь состояла из автотрансформатора АТР-9, частотомера Ф205 класса точности 0,1 и цифрового феррометра Ф5063 класса точности 0,5; имеющего отдельные каналы измерения для амплитудного значения тока намагничивающей цепи и для среднего значения напряжения на измерительной обмотке испытываемого образца.

Магнитную индукцию насыщения и удельные потери измеряли до и после РТО. Измерения показали, что после РТО магнитная индукция в образцах возросла в 1,5–2 раза, а удельные потери уменьшились в 4–5 раз по сравнению с холоднодеформированным состоянием. Структурные исследования показали, что после РТО наблюдается формирование микроструктуры, близкой к термообработанной по традиционной технологии [3].

Термическая обработка трансформаторных сталей – сложный технологический процесс, включающий рекристаллизационно-обезуглероживающий отжиг при температуре 800–870 С в режиме протяжки после первой холодной прокатки и высокотемпературный рекристаллизационный отжиг при 1100–1200 С в течение трех суток в колпаковых печах после второй холодной прокатки [4, 6]. Такими технологическими приемами достигается формирование ребровой текстуры (110) [001], при которой магнитные свойства имеют ярко выраженную анизотропию. Чем выше степень анизотропии, тем более высокими магнитными свойствами обладает сталь вдоль направления холодной прокатки. Вместо длительного высокотемпературного отжига в колпаковых печах было предложено использовать РТО в режиме протяжки листа. Мощность и КПД современных ускорителей, оснащенных системами сканирования позволяют нагревать тонколистовой прокат в режиме протяжки до температур более 1000 С. В работе [3] образцы трансформаторной стали после второй холодной прокатки облучали пучком электронов при температуре 900 С флюенсом $1 \cdot 10^{17}$ см⁻², время облучения 10 мин. Магнитные характеристики стали после РТО оказались не хуже, чем после длительного отжига в колпаковых печах. Высокое значение магнитной индукции и низкие удельные потери после РТО объясняются формированием крупнозернистой структуры с размером зерна 6 мм–20 мм и текстурой (100) [001]. Проведенные рентгеноструктурные исследования показали, что текстура после РТО идентична текстуре отожженных по заводской технологии сталей. Однако, при этом температура РТО была на 100–150 С ниже, чем при термообработке в обычных промышленных условиях.

СОЗДАНИЕ КОМБИНИРОВАННОЙ ТЕКСТУРЫ В ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКОЙ СТАЛИ

В работе [6] с помощью РТО интенсивным пучком релятивистских электронов были получены образцы стали с чередующимися зонами бестекстурной и текстурной составляющих. Для РТО использовали образцы трансформаторной стали толщиной 0,3 мм с содержанием кремния 3%, которые подвергали скоростной обработке на ускорителе ЭЛВ-8. При этом энергия электронов составляла 1,2 МэВ, мощность пучка 40 кВт, ток пучка 25 мА. При РТО проводился нагрев за 20 с до температуры 950 С, выдержка в течение 10 с и охлаждение со скоростью 50 С/с. Затем после прокатки с небольшой степенью деформации сталь подвергали высокотемпературному отжигу. Микроструктура стали, обработанной по такой технологии, состоит из чередующихся бестекстурной и текстурной зон (рис. 1).

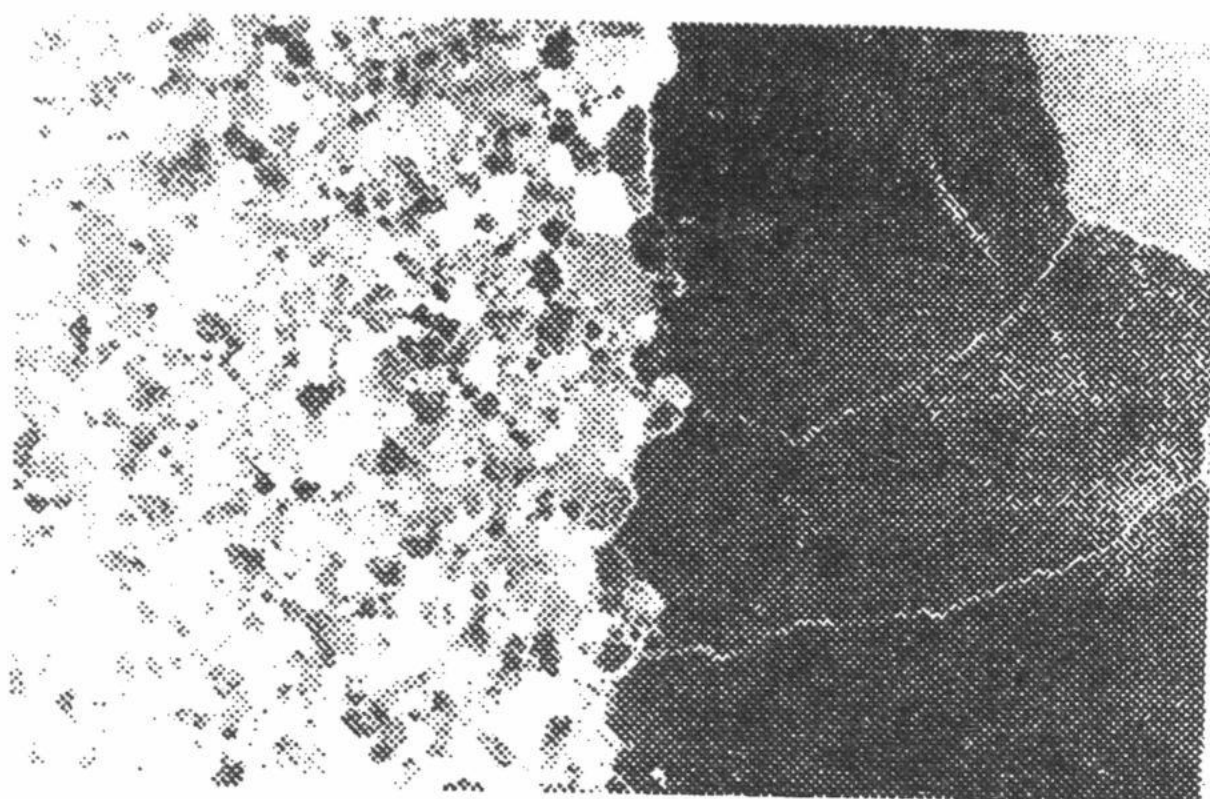


Рис. 1. Микроструктура электротехнической стали с комбинированной текстурой.

Слева бестекстурная мелкодисперсная структура (РТО при 950 С, прокатка с деформацией 7-10 %). Справа текстурированная крупнозернистая структура (РТО при 950 С, прокатка с деформацией 45-60 %).

Образование такой микроструктуры электротехнической стали связано с тем, что данный режим РТО приводит к α - γ превращению, которое является причиной фазового наклепа, измельчения зерна и нарушения текстуры [7]. Интенсификация диффузионных процессов за счет облучения приводит к растворению дисперсных включений нитридов алюминия и кремния, что препятствует прорастанию ребровой текстуры. Комбинация действия α - γ превращения и небольшой деформации в зоне облучения способствует формированию бестекстурной мелкозернистой структуры. Применение стали с такой комбинированной текстурой в мощных трансформаторах позволяет достичь значительного уменьшения удельных потерь и за счет экономии электроэнергии может принести немалую экономическую выгоду.

ИЗГОТОВЛЕНИЕ ЗВУКОПОГЛОЩАЮЩЕГО КОМПОЗИТА

Материалы с повышенными звукопоглощающими характеристиками находят широкое применение в машиностроении. В частности, применение такого материала в качестве конструкционного для изготовления частей кузова автомобиля позволяет в несколько раз снизить уровень шума в салоне автомобиля от работающего двигателя и узлов трансмиссии и существенно повысить его комфортность. Одним из таких материалов является слоистый композит типа "металл-полимер-металл" на основе тонколистового проката из низкоуглеродистой стали. Конструкционная сталь 08Ю – материал предназначенный для глубокой вытяжки при изготовлении деталей кузова автомобилей вполне пригодна для создания композита. Для обеспечения механической прочности композита и сохранения его звукопоглощающих свойств наиболее целесообразный путь – использование полимерного клея, находящегося в вязко-упругом состоянии. В вязком пластичном полимере сильнее поглощается звук, но такое соединение не обеспечивает достаточной прочности конструкции. Одновременно одно из требований к данной прослойке – обеспечение относительного удлинения не менее 30 %. Полностью упругий полимер хорошо сохраняет толщину клеевой прослойки при вытяжке металла, но поглощает и рассеивает звук существенно слабее, чем вязко-пластичный полимер. Для совмещения этих свойств в материале требуется подобрать полимер или смесь полимеров, сочетающих пластические, упругие и адгезионные свойства, что само по себе является непростой технической задачей.

В работе [8] композиционный материал изготовлен нанесением клеевой полимерной прослойки на обезжиренные и просушенные поверхности двух стальных листов стали 08Ю толщиной 0,4 мм. Состав полимерной прослойки: смола эпоксидная диановая 50-100 части по массе, полиэтиленполиамид 3 -7 части, масло янтарное 0,5 -50 части. Листы с клеем соединяли поверхностями и прессовали с усилием 0,4 кГ/мм², обеспечивающим толщину полимерной прослойки 0,1-0,2 мм. После этого композиционный материал подвергали РТО для активизации процесса полимеризации клеящего состава. Облучение проводили на ускорителе электронов с энергией 0,5 МэВ, плотность тока пучка составляла 20 мкА/см², а доза облучения – 5 Мрад. Испытания звукопоглощения проводили акустическим методом. Акустическая система состояла из двух камер, перегородкой между которыми служил звукопоглощающий материал. В первой камере находился источник звука, во второй - измерительный микрофон. Коэффициент звукопоглощения определяли по формуле:

$$\eta = 1 - P_1 / P_2,$$

где P_1 – мощность звука в измерительной камере при отсутствии звукопоглощающего материала, P_2 – мощность звука в измерительной камере при наличии звукопоглощающего материала.

Испытания полученного композиционного материала показали, что он не теряет когезионной прочности при нагревании до +100 С и не охрупчивается до -6 С. При этом звукопоглощение сохраняется на уровне $\eta =$

0,92 при температуре от +40 до +60 С. Материал не расслаивается при многократном изгибе на 90° при комнатной температуре и подвергается вытяжке на 11,2 мм при испытании на Эриксон с пуансоном диаметром 15 мм. Использование полимерной прослойки вышеприведенного состава и проведение РТО позволяет получить коэффициент звукопоглощения, близкий по величине к характеристикам зарубежных композиционных материалов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из приведенных результатов исследований можно заключить, что рассмотренные технологические применения радиационно-термической обработки тонколистового стального проката являются более эффективными, ресурсосберегающими и экологичными по сравнению с традиционными производственными технологиями. РТО существенно снижает температурно-временные характеристики и энергозатраты процесса рекристаллизации тонколистового проката по сравнению с обычной термической обработкой. В конструкционных сталях 08Ю (автолист) температура начала и конца рекристаллизации при РТО снижется на 100 С, а время обработки уменьшается в несколько раз. Структурные исследования электротехнической стали показали, что ее текстура после РТО идентична текстуре обработанной по традиционной технологии, но при этом температура РТО была ниже на 100–150 С.

Только с помощью РТО интенсивными пучками релятивистских электронов листов электротехнической стали удастся получить специфическую текстуру материала с резко отличающимися по свойствам соседними участками материала с наперед заданным распределением магнитных свойств (магнитоcontrastный материал). Применение стали с такой комбинированной текстурой в производстве мощных трансформаторов позволит достичь значительного уменьшения удельных потерь и получить немалую экономическую прибыль за счет экономии электроэнергии. Ускоряя процесс полимеризации, РТО эффективна при изготовлении конструкционного композита типа "металл-полимер-металл" на основе тонколистового проката из низкоуглеродистой стали и полимерной клеевой прослойки. Полученный с помощью РТО материал обладает высокими звукопоглощающими характеристиками, близкими по величине к зарубежным аналогам.

Представленные результаты показывают эффективность РТО и перспективность применения электронных облучательных установок в производстве тонколистового проката.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зеленский В.Ф., Неклюдов И.М., Черняева Т.П. Радиационные дефекты и распухание металлов. – Киев: Наукова думка. – 1988. – 296 с.
2. Франценюк И.В., Франценюк Л.И., Гофман Ю.И. и др. Применение релятивистских электронных пучков для радиационно-термической обработки металлических материалов // ВАНТ. Сер.: Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение. – 1992. – В.1(58) / 2(59). – С.39–41.
3. Гофман Ю.И., Коваленко Т.А. Рекристаллизация электротехнической стали при облучении электронами // Металлофизика и новейшие технологии. – 1997. – Т.19, – № 7. – С.29–32.
4. Молотиллов Б.В., Миронов Л.В., Петренко А.Г. и др. Холоднокатаные электротехнические стали: Справочник // М.: Металлургия. – 1989.
5. Кекало И.Б., Самарин Б.А. Физическое материаловедение прецизионных сплавов. Сплавы с особыми магнитными свойствами. – М.: Металлургия. – 1989.
6. Гофман Ю.И., Кирдин А.И., Коваленко Т.А. Получение электротехнической стали с комбинированной текстурой при электронном облучении // Металлофизика и новейшие технологии. – 1996. – Т.18. – № 10. – С.16–18.
7. Рекристаллизация металлических материалов // Под ред. Ф.М. Хесснера. М.: Металлургия. – 1982. – 352 с.
8. Франценюк И.В., Франценюк Л.И., Гофман Ю.И. и др. Вибропоглощающие свойства металлоклеевых слоистых композиций для глубокой вытяжки // Физика и химия обработки материалов. – 1991. – № 3. – С.128–130.

PERSPECTIVE TECHNOLOGICAL APPLICATIONS OF ELECTRON BEAMS IN ROLLED STEEL PRODUCTION

Yu.I. Gofman, A.I. Kirdin, T.A. Kovalenko, I.V. Mizik, S.A. Pismenesky

Kharkov National University, Physycal-Technical Department, 31 Kurchatov ave., Kharkov, 61108, Ukraine

The technological application potentialities of thin sheet steel treatment by relativistic electron intensive beams were studied. The results obtained by radiation thermal treatment (RTT) of low-carbon and electrotechnical steels indicate RTT high effectiveness. It is shown RTT accelerates recrystallization annealing of low-carbon steels, raises magnetic induction and decreases specific losses of electrotechnical steels. RTT can be used for production of electrotechnic steels with combined texture and composition material of metall-polymer-metall type with sound absorber high characteristics.

KEY WORDS: relativistic electrons, radiation thermal treatment, thin sheet steel, recrystallization, combined texture, composition material

УДК 621.382.8

ВИСОКОЯКІСНА ТЕХНОЛОГІЯ ЗАТВОРНОГО ОКСИДУВАННЯ ВЕЛИКИХ ІНТЕГРАЛЬНИХ СХЕМ

С.П.Новосядлий

ВАТ "Родон" м.Івано-Франківськ, вул.Вовчинецька 225

Надійшла до редакції 1 серпня 1999 року

В даній роботі представлені результати досліджень впливу технологічних факторів затворного оксидування на електрофізичні параметри окисла і стабільність міжфазної границі (МФГ) розділу Si-SiO₂ при виготовленні структур великих інтегральних схем (ВІС).

КЛЮЧОВІ СЛОВА: затвор, оксидування, дефектність, міцність, заряд.

З підвищенням рівня інтеграції і покращенням електричних характеристик ВІС зростає важливість проблеми створення високоякісних тонких оксидних плівок як однієї з основних у процесі мініатюризації елементів системної технології мікроелектроніки ВІС [1].

На цей час можна виділити такі напрями удосконалення технології оксидування (рис.1):

- 1) технологія підвищення якості виготовлення Si-пластин;
- 2) технологія передокислювальної обробки Si-пластин;
- 3) технологія високоякісного затворного оксидування;
- 4) технологія низькотемпературного відпалу;
- 5) технологія формування електродів затвора;
- 6) технологія зниження дефектності оксидних шарів в процесі вакуумно-плазмової обробки;
- 7) технологія гетерування окисних шарів і міжфазної границі.

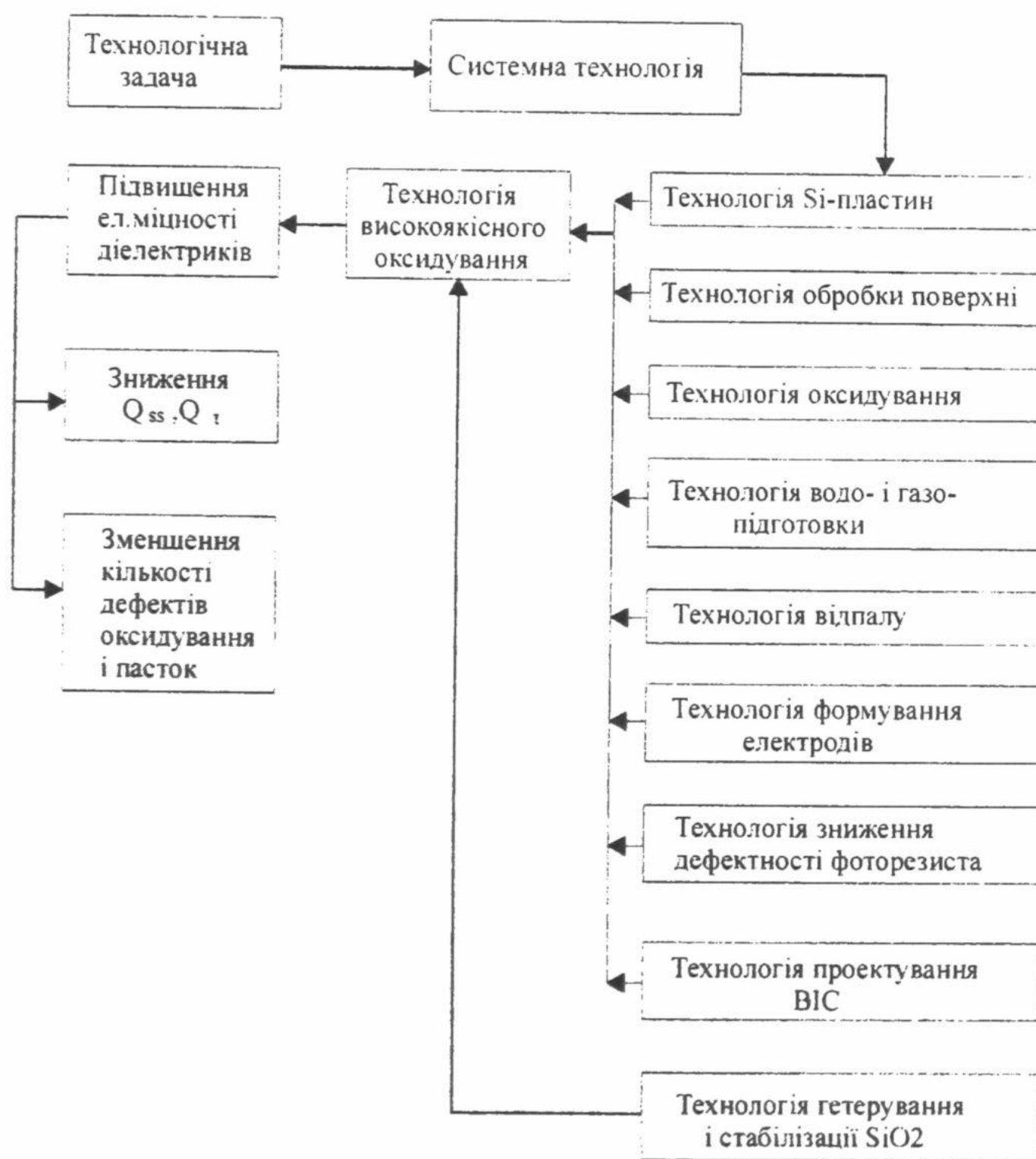


Рис. 1. Шляхи вдосконалення технології оксидування

Товщини оксидних шарів, які використовують в структурах метал-окисел-напівпровідник (МОН) ВІС як затворні ізолюючі плівки, зменшуються за законом масштабування. Згідно цього закону різні параметри структури елементів змінюються одночасно в певній пропорції, внаслідок чого зберігаються електричні властивості елемента після його масштабування. Товщину оксидної плівки затвора зменшують пропорційно

збільшенню степеня інтеграції, проте це правило не виконується для напруги живлення, яка незначно зменшується, що викликає збільшення напруженості електричного поля в ізолюючій плівці затвора, а внаслідок цього:

- зменшується допуск на напругу пробою ізоляції;
- відбувається зарядження оксиду і утворення пасток внаслідок захоплення гарячих носіїв;
- виникають серйозні проблеми, зв'язані зі забезпеченням електричної стабільності міжфазної границі (МФГ) розділу Si-SiO₂.

Цю проблему можна вирішити, виходячи із системної технології мікроелектроніки ВІС [1]:

- 1) зниженням щільності дефектів оксидних шарів;
- 2) підвищенням електричної міцності ізоляції;
- 3) зниженням заряду Q_{ss} на МФГ розділу Si-SiO₂;
- 4) зниженням щільності пасток в об'ємі оксидних шарів;
- 5) підвищенням електричної стабільності міжфазної границі розділу Si-SiO₂.

Розглянемо технологічні аспекти зниження густини дефектів і підвищення електричної міцності ізоляції. Електрична міцність термічної кремній-оксидної плівки приймає різні значення в залежності від умов формування оксиду, а також від полярності і швидкості зміни прикладеної напруги в момент вимірювання електричної міцності ізоляції. Зі збільшенням товщини оксидної плівки зростає і величина електричної міцності ізоляції E_{max} (рис.2), на що вказує збільшення напруженості поля пробою E_{max} при зменшенні товщини окисної плівки.

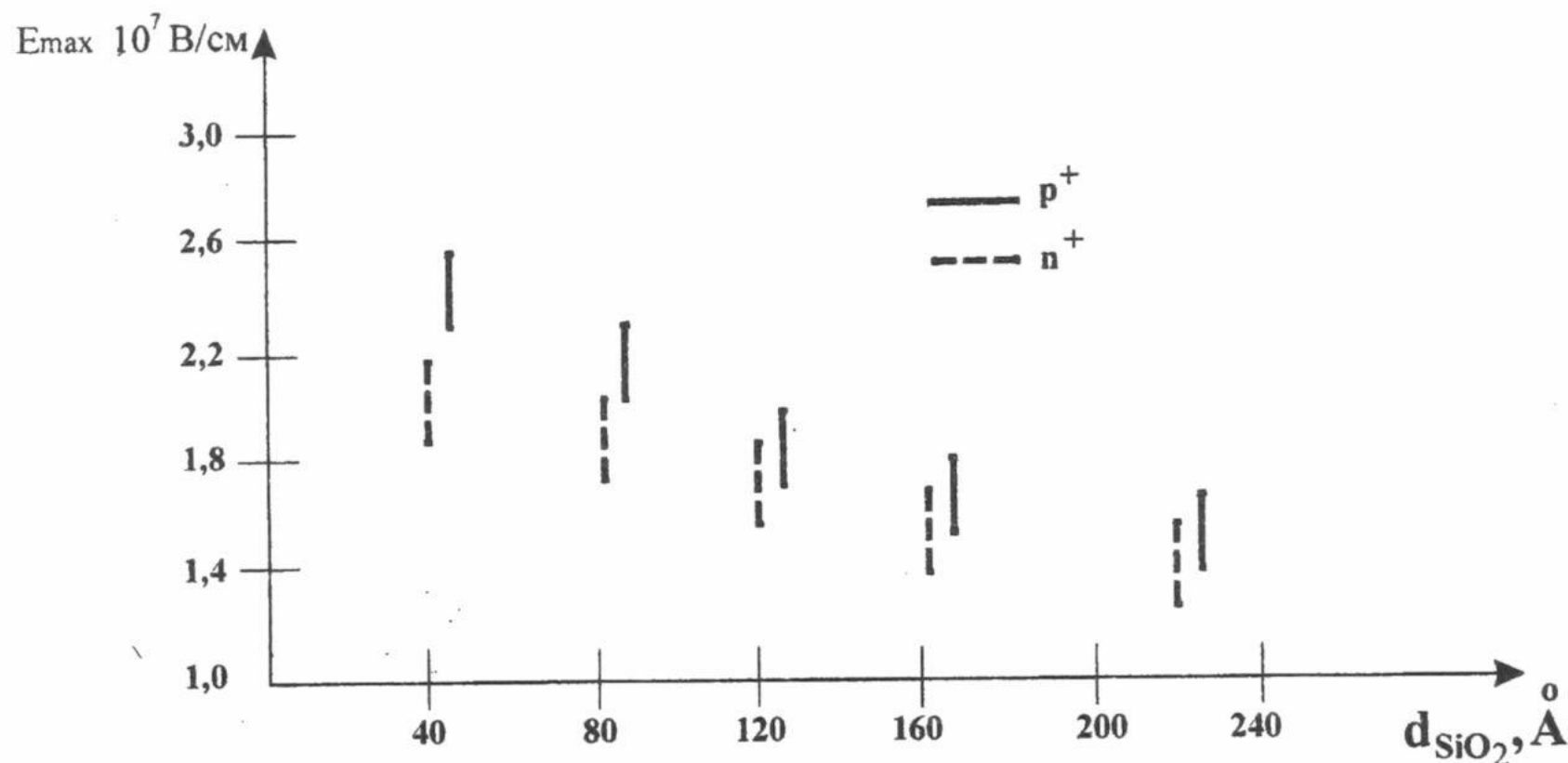


Рис.2. Залежність електричної міцності ізоляції від товщини плівки SiO₂ для різних Si-пластин

Часто густину дефектів визначають за пробоем ізоляції, тому щільність дефектів розглядають як показник електричної міцності діелектрика, а величина напруженості електричного поля визначає дефектність оксидної плівки. Як правило, така залежність є лінійною (рис.3). Тому основна задача системної технології і полягає в

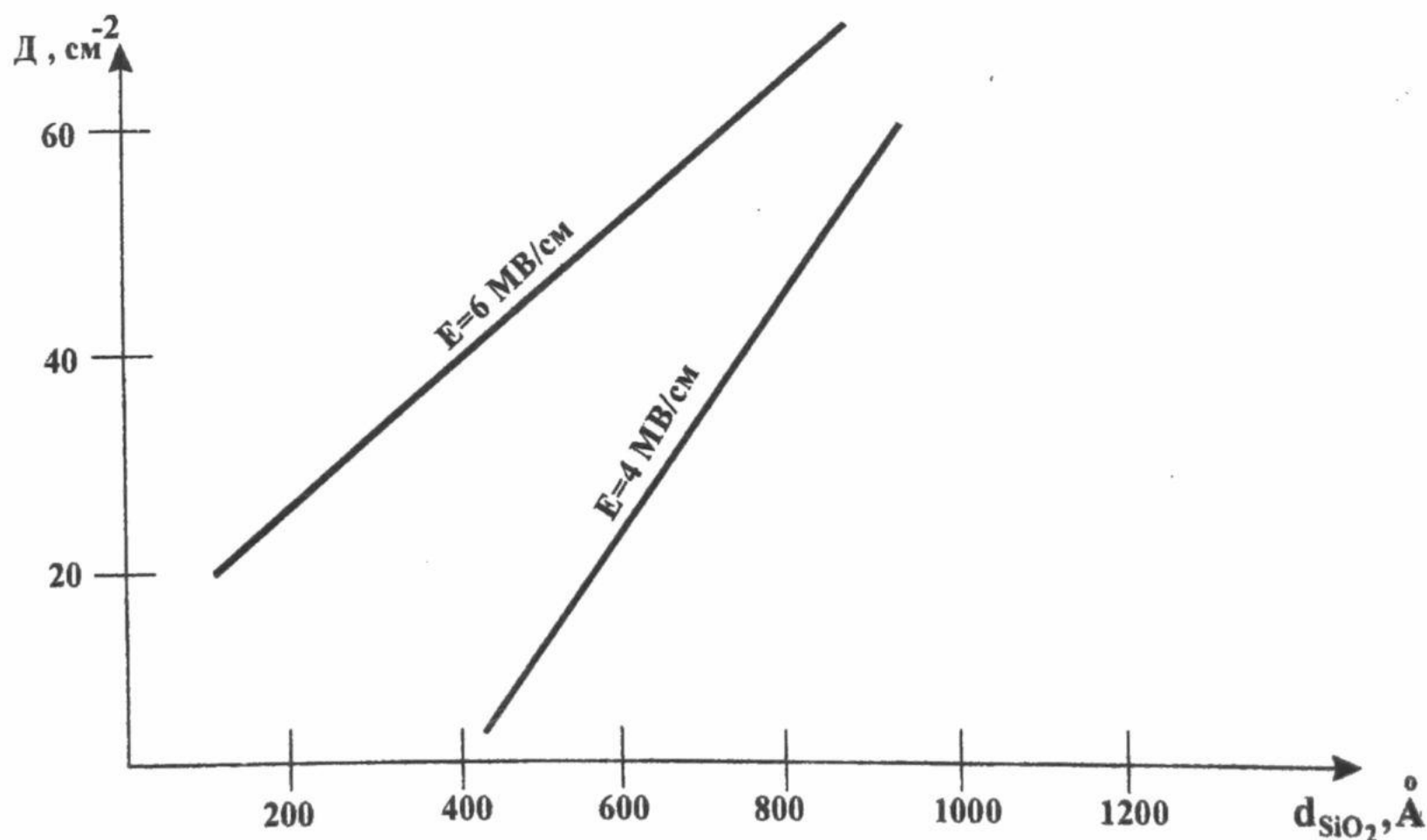


Рис.3. Залежність густини дефектів від товщини оксидної плівки для різних напруженостей електричного поля

забезпеченні низької дефектності при високій електричній міцності діелектрика, сформованого на Si-пластинах Чохральського (Ч), що містять ізоконцентраційні домішки кисню і вуглецю [2,3].

Це вимагає розробки нових процесів оксидування, щоб забезпечити малу дефектність, з використанням галогеновмістимого середовища оксидування і гетерування зарядів на міжфазній границі. Ми дослідили вплив розчинів $ZnCl_2$ і $H(AuCl_4)$ в деіонізованій воді на дефектність сформованого оксида товщиною $350 \text{ \AA}$ при електричній міцності $4 \times 10^6 \text{ В/см}$ [4,5]. Мінімальна дефектність SiO_2 в межах $0,2-0,6 \text{ см}^{-2}$ досягається при концентраціях 0,05 для $ZnCl_2$ і 0,2 для $H(AuCl_4)$, що зображено на рис.4. Цинк відіграє роль склотворного елемента, що знижує дефектність оксида, а хлор гетерує швидкодифундуючі лужні метали: Na, K, Ca, Li. Структури біполярних ІС, у яких при оксидуванні емітера використовують $H(AuCl_4)$, характеризуються низьким значенням часу життя неосновних носіїв в базі транзистора, що покращує їх імпульсні параметри. Ізоконцентраційні домішки кисню і вуглецю в Si-пластинах Чохральського також збільшують дефектність і зменшують електричну міцність сформованих оксидних шарів.

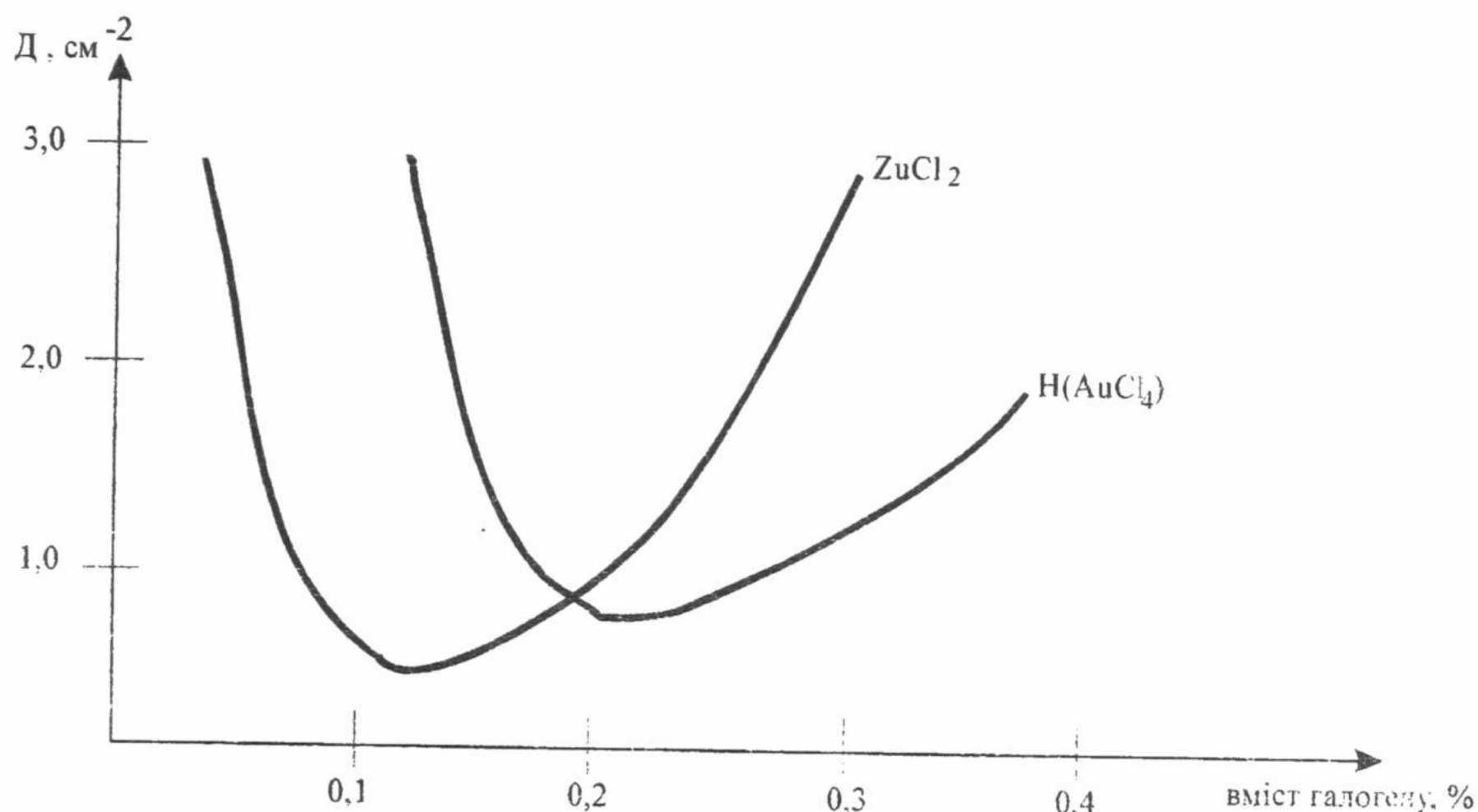


Рис.4. Залежність густини дефектів від вмісту галогену

Аналогічно впливає температура оксидування на електричну міцність окисла (рис.5). Густину дефектів у процесі оксидування можна регулювати введенням в газову суміш не тільки $ZnCl_2$, $H(AuCl_4)$ і HCl , але і інших галогеномісних газів: CCl_4 , HBr , C_2HCl_3 , SF_6 . Крім цього, додавання до оксидного середовища галогенних присадок зменшує концентрацію домішок і дефектів в оксиді і гетерує їх з міжфазної границі Si-SiO₂.

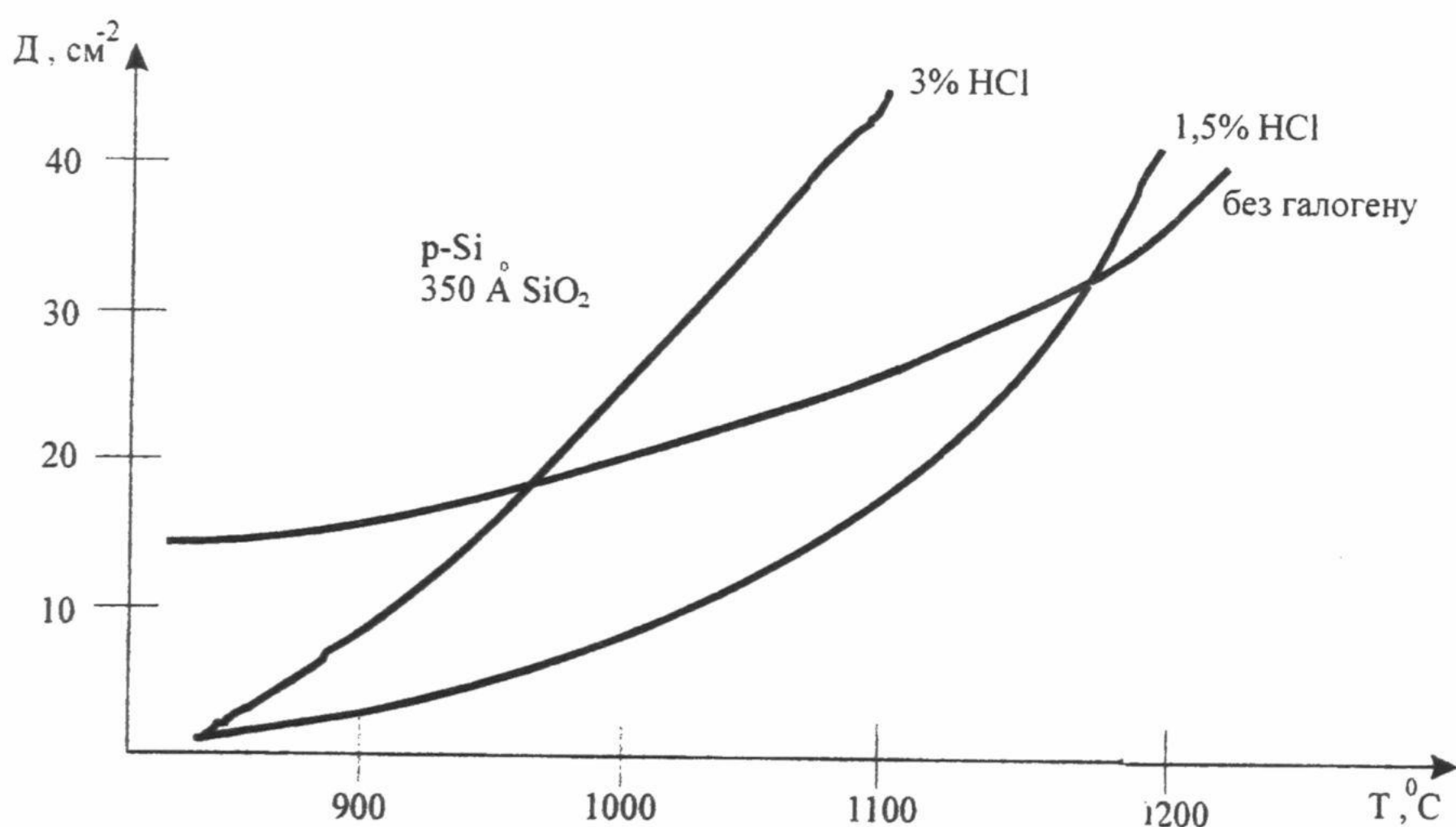


Рис.5. Залежність густини дефектів оксиду від температури оксидування і вмісту галогену

При формуванні оксиду для зниження густини дефектів і підвищення міцності ізоляції важлива попередня передоксидувальна обробка поверхні Si-пластин, оскільки структурні дефекти і домішки на поверхні кремнієвої пластини стають центрами утворення дефектів оксидної плівки [4,5,6].

Для очистки поверхні Si-пластин застосовують різні методи обробки: фізичні і хімічні. Для хімічних методів обробки використовують стандартні комплексоутворюючі перекисно-аміачні і перекисно-соляні розчини, а у фізичних методах використовують вакуумно-плазмову очистку в кисневій плазмі, яка ефективно виводить органічні домішки і знижує дефектність шляхом формування надтонкої ($20\text{\AA}$) плівки SiO_2 . Найефективнішим методом очистки є обробка в перекисно-аміачному розчині з уведенням 0,2-0,5%. Особливу увагу заструговує метод хімічної обробки Si-пластин із поверхневоактивної речовини «Естанол-2». Використанням розчину надтощової кислоти складу $\text{H}_2\text{O}_2:\text{CH}_3\text{COO}-\text{OOH}:\text{NH}_3 = 10:5:1$, який забезпечує очистку поверхні як від металевих, так і органічних забруднень (рис.6). Ця обробка високоефективна для передзатворного оксидування і очистки контактних вікон [4,6]. Вона забезпечує ефективну пасивацію поверхні кремнію для стабільної міжфазної границі розділу Si-SiO₂.

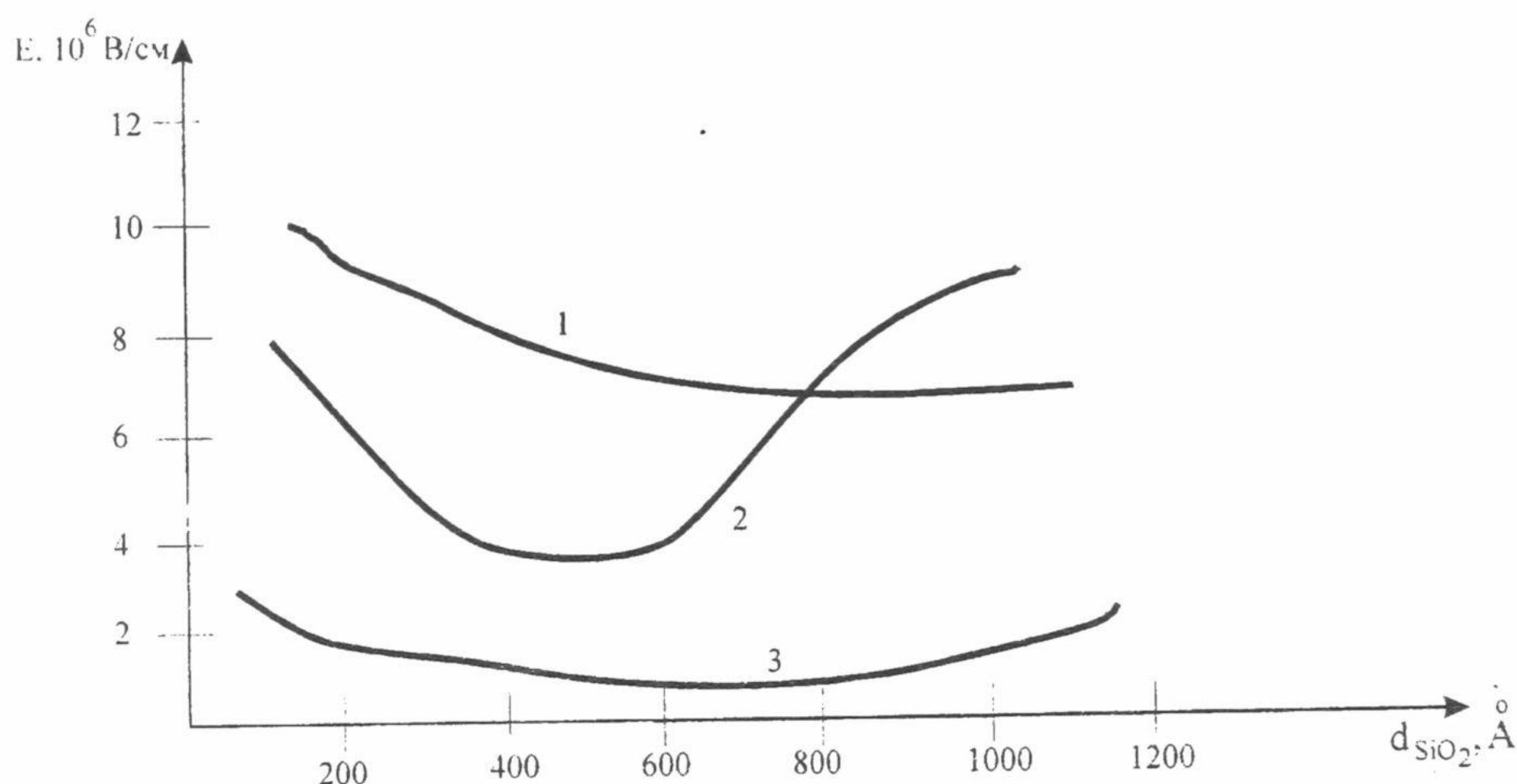


Рис.6. Залежність електричної міцності оксидної плівки від товщини оксиду для різних видів обробки (1 - хімічна обробка; 2 - хімічна обробка + ультразвукова обробка; 3 - хімічна обробка + «естанол-2»)

Для підвищення електричної міцності підзатворного діелектрика МОН-структур, а також його бар'єрних властивостей ми дослідили процес оксинітризації підзатворного оксиду [3]. Нітридизація оксиду провадилась у атмосфері сухого кисню з вмістом високочистого аміаку 5-15% (об'ємних) швидким фотонним відпалом галогенними лампами з густиною потужності $35,5\text{ Вт/см}^2$ протягом 1-1,5 хв. і іонною імплантацією N^+ . Це зумовлює утворення поверхневого шару оксинітриду кремнію $\text{Si}_x\text{O}_y\text{N}_z$, що забезпечує: 1) гетерування оксиду і міжфазної границі розділу, 2) підвищення бар'єрних властивостей оксиду щодо швидкодифундуючих домішок В, Na, води. Гетерні властивості оксинітриду кремнію визначаються за коефіцієнтом заломлення такої плівки в межах 1,7-1,95. Така технологія дає змогу використовувати для легування полікристалічного кремнію до величини опору 0,005-0,01 Ом см швидкодифундуючий бор.

Ми дослідили умови формування високоякісного затворного діелектрика для його використання в К-МОН-структурах, зокрема в «Flesh» або «Flotox» комірках пам'яті РПЗП. Si-пластини (Ч) вміщують в певних межах ізоконцентраційні домішки кисню і вуглецю, рівень концентрацій яких суттєво впливає за рахунок преципітації кисню на електрофізичні параметри затворної системи: дефектність, електричну міцність, заряд МФГ Si-SiO₂, стабільність порогової напруги, час життя і рухливість носіїв заряду, термічні напруження і дислокації [4,7].

При термічних процесах (низько- і високотемпературних) формування структур кристалів під дією цих домішок проходить ефективна генерація термодонорів, які впливають як на величину, так і стабільність електрофізичних параметрів структур ВІС [2,4,7]. Тому актуальним в системній технології є розроблення технологічних процесів, направлених на пригнічення таких факторів. Встановлено, що високостабільний затворний оксид на кремнієвих пластинах (Ч) забезпечується [4,7,8,9]:

- передзатворною хімічною обробкою в розчині надтощової кислоти (CH_3COOOH), яка ефективно пасивує і гетерує домішки з поверхневого шару Si-пластин і забезпечує поверхневий заряд $Q_{ss} < 3 \cdot 10^{11} \text{ eB}^{-1} \text{ см}^{-2}$, електричну міцність $E = (1-3) \cdot 10^7 \text{ В/см}$ і стабільність напруги плоских зон та порогової напруги ($\Delta U_{FB} < 0,1 \text{ В}$, $\Delta U_T < 0,3 \text{ В}$) для товщин $250\text{\AA}$ і температури $+150^\circ\text{C}$;

- створенням внутрішнього кисневого гетера до затворного оксидування гетерним маршрутом формування структур ВІС з використанням високо-, середньо- і низькотемпературних відпалювань на глибині 10-15 мкм від поверхні [2,3]. Це наближає параметри Si-пластин (Ч) в активних зонах формування структур ВІС до рівня Si-пластин зонної плавки (ЗП) із збереженням їх термічної міцності;

- додатковим озонуванням ультрафіолетовою іонізацією сухого кисню, що подається в реактор затворного оксидування з використанням ультрафіолетових або бактерицидних ламп і збільшує швидкість оксидування та щільність плівок з 2,18 до 2,34 г/см³ [7].

З іншого боку, оксидна плівка в МОН-структурах використовується як підзатворний діелектрик і тому є структурою, на якій формується електрод затвора. Правильний вибір матеріалу електрода затвора забезпечує високу електричну міцність затворного окисла. На рис.7 показано вплив товщини підзатворного діелектрика на час досягнення пробою для різних електродів (полі-Si, поліцид, алюміній). Видно, що зі зменшенням товщини

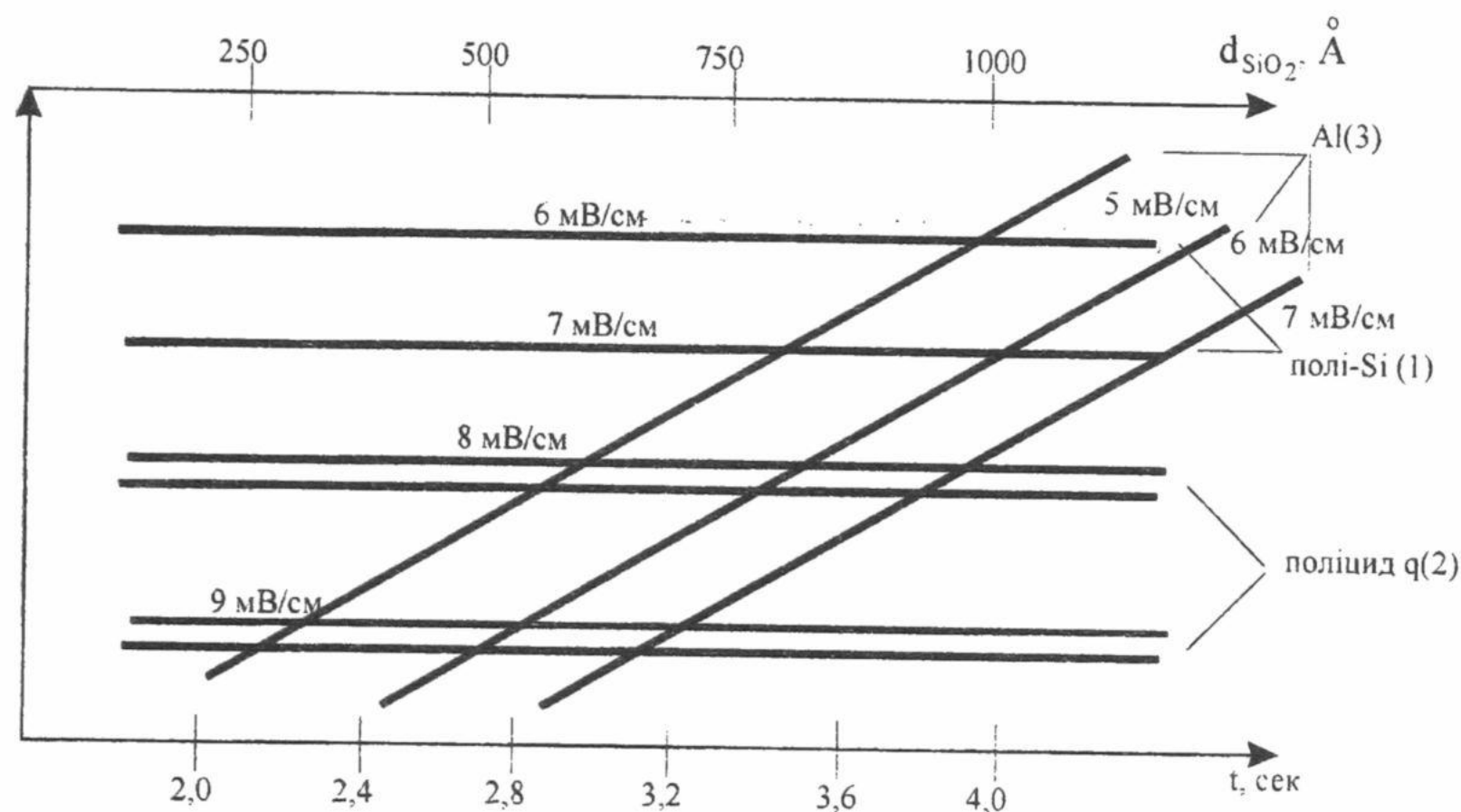


Рис. 7. Залежність електричної міцності підзатворного оксиду від часу досягнення пробою і товщини SiO₂ для різних електродів (1 - полі-Si; 2 - поліцид; 3 - алюміній)

оксидної плівки при використанні алюмінієвого електрода час досягнення пробою ізоляції скорочується, а для полікремнієвого і поліцидного затворів залишається сталим. Тому для забезпечення високої електричної міцності підзатворного діелектрика в МОН ВІС необхідно замінити алюмінієвий електрод на полікремнієвий або поліцидний (полікремній+ силіцид кремнію).

Велику небезпеку для надвеликих інтегральних схем (НВІС) становить висока концентрація пасток на границі розділу Si-SiO₂, які захоплюють гарячі носії. Тому необхідна розробка технології оксидування, яка б зводила до мінімуму концентрацію таких пасток у SiO₂, які можуть захоплювати носії. Існує декілька причин їх виникнення:

- 1) пастки утворюються під дією рухомих іонів Na⁺, K⁺, Ca⁺, Li⁺;
- 2) пастки інтенсивно утворюються під дією вологи, що зв'язано з захопленням радикалами OH (силанола) електронів з утворенням пасткового центра SiO⁻;
- 3) водень сприяє утворенню пасток, особливо на стадії формування нітридної плівки в реакції амонолізу моносилана;
- 4) невдало підібраний матеріал затворного електрода;
- 5) різні іонізуючі опромінення.

На рис.8 видно вплив ультрафіолетового опромінення на зсув порогової напруги CV-характеристики: а) до

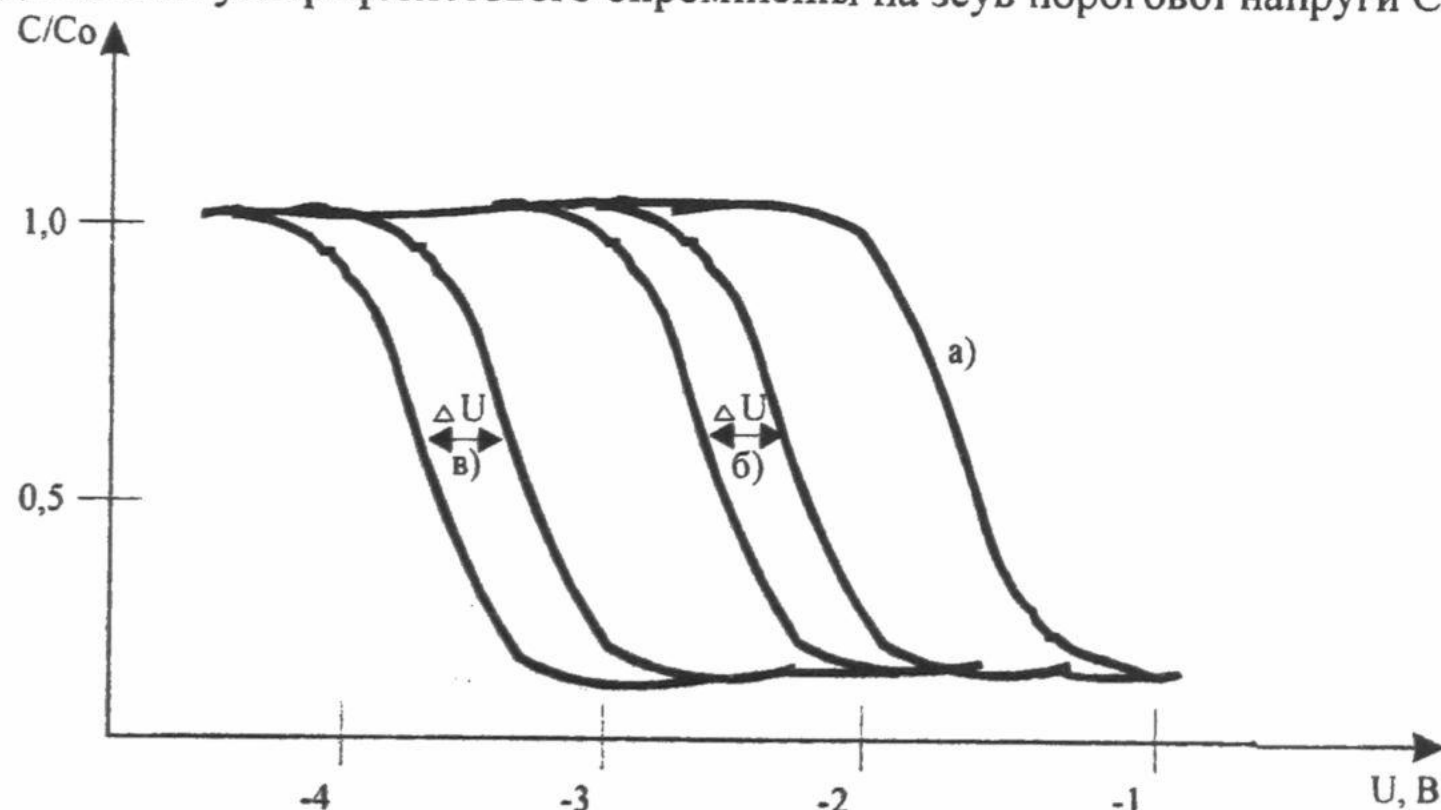


Рис. 8. Залежність вольт-фарадної характеристики затворної системи Si - SiO₂ від дози ультрафіолетового опромінення (а - до опромінення; б - 1-е опромінення; в - 2-е опромінення)

опромінення, б) після 1-го опромінення ультрафіолетовою лампою ДРШ-250, в) після 2-го опромінення.

Таким чином, для зниження концентрації пасток необхідно використовувати: хлорне і кисневе гетерування, полікремнієвий (поліцидний) затвор, низькотемпературні процеси формування нітридної плівки, наприклад, високочастотним розпиленням кремнієвої мішені в плазмі азоту або заміна силанової технології на дихлорсиланову (дисиланову) [7,8,9]. Використання таких елементів системної технології забезпечує електричну міцність підзатворного окисла в межах $(2 - 3) \times 10^7$ В/см.

Висока ефективність затворної галогенної технології полягає не тільки в зростанні електричної міцності оксиду, але і в зміні величини та знаку рухомого заряду з позитивного на негативний (рис.9).

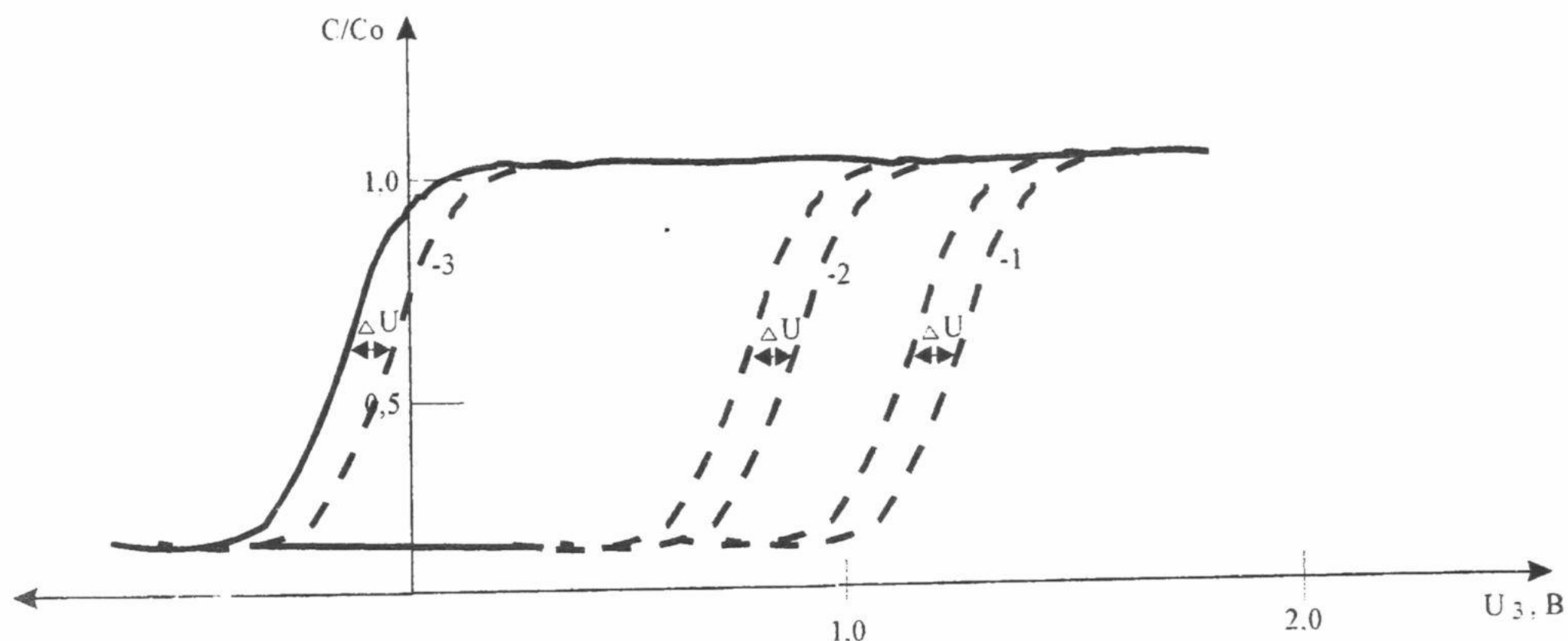


Рис.9. Залежність вольт-фарадної характеристики затворної системи Si-SiO₂ від типу галогена (1 - без галогена; 2 - O₂+H(AuCl₄); 3 - O₂+SF₆(ZnCl₂))

Особливо це стосується таких галогенних сполук, як SF₆, H(AuCl₄), ZnCl₂, CaCl₂. Така галогенна технологія ефективна при легуванні оксиду іонами фтору з використанням елегазу SF₆. Високоякісна технологія затворного окислювання є основою системної технології к- МОН ВІС на "Flesh" і "Flotox" елементах.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Новосядлий С.П. Високоєфективна системна технологія мікроелектроніки ВІС. // Тези доповідей Міжнародної конференції "Нові комп'ютерні технології в промисловості, енергетиці, банківській сфері, освіті"-Харків.-1998.- С.38-39.
2. Литовченко В.Г., Романюк Б.Н., Новосядлий С.П. Механизм преципитации кислорода в структурах кремний-диэлектрик. //Украинский физический журнал.-1991.-т.36. в.9.-С.1424-1430.
3. Новосядлий С.П. Геттерирование примесей и дефектов в системной технологии микроэлектроники ВИС. //Депонированная рукопись в ж, Технология и конструирование в электронной аппаратуре. -1998.-№2.-С.39.
4. Новосядлий С.П., Бірковий Ю.Л., Маскович Н.П. Удосконалений метод хімічної обробки кремнію.// Матеріали Міжнародної науково-технічної конференції "Сучасні проблеми автоматизованої розробки і виробництва радіоелектронних засобів і підготовки кадрів.-Львів.-1994.-С.99.
5. А. с. №893089 СССР МКИ H01L 21/316. Способ получения пленок двуокиси кремния. /С.П.Новосядлый, А.М.Кувика,В.Г.Саваневский, О.И.Логуш (СССР) №2987556. Заявлено 1. 07. 1980; Опубл. 21 08.1981.-3с.
6. А. с. №1554674 СССР МКИ H01L 21/316. Способ получения пленок двуокиси кремния. / С.П.Новосядлый, О.И.Логуш, В.А.Воронин, М.Д. Гнып (СССР) №4337755. Заявлено 7. 12. 1987; Опубл. 1. 12. 1989.-3с.
7. Новосядлий С.П. Технологія затворного окислення. //Тези доповідей VI Міжнародної конференції "Фізика і технологія тонких плівок".-Івано-Франківськ.-1997.-С.161-162.
8. Новосядлий С.П. Формування захисної плівки карбиду кремнію. // Матеріали V Міжнародної конференції з фізики і технології тонких плівок. -Івано-Франківськ.-1995.-С.69.
9. А.с. №616932 СССР МКИ H01L 21/285. Способ изготовления МДП-транзистора. /С.П.Новосядлый (СССР) №2450731. Заявлено 9. 02.1977; Опубл.27. 03. 1978.-2с.

HIGH-EFFECTIVE TECHNOLOGY OF GATE'S OXIDATION OF LARGE SCALE INTEGRATED CIRCUITS

S.P.Novosiadly

Joint-stock company RODON, Ukraine, 284000 Ivano-Frankivsk, Vovchynetska str. 225

At this work results of investigations of influence of technological factors of gate's oxidations on the electrophysical parameters of oxides and stability of interphase boundary of Si-SiO₂ by making up of LSI circuits' structures have been presented.

KEY WORDS: gate, oxidation, defects, durability, charge.

ТЕРМОЭЛЕКТРОТРЕНИРОВКА И РАДИАЦИОННАЯ СТОЙКОСТЬ УНИПОЛЯРНЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СТРУКТУР

Н.М. Пелихатый¹, Н.И. Коваленко², Т.С. Плахтий¹, А.К. Гнап²

¹Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, Украина, 61077, г. Харьков, пл. Свободы, 4

²Харьковский Государственный аграрный университет им. В.В. Докучаева, Украина, 61131, г. Харьков, п/о Коммунист-1.

Поступила в редакцию 18 января 2000 г.

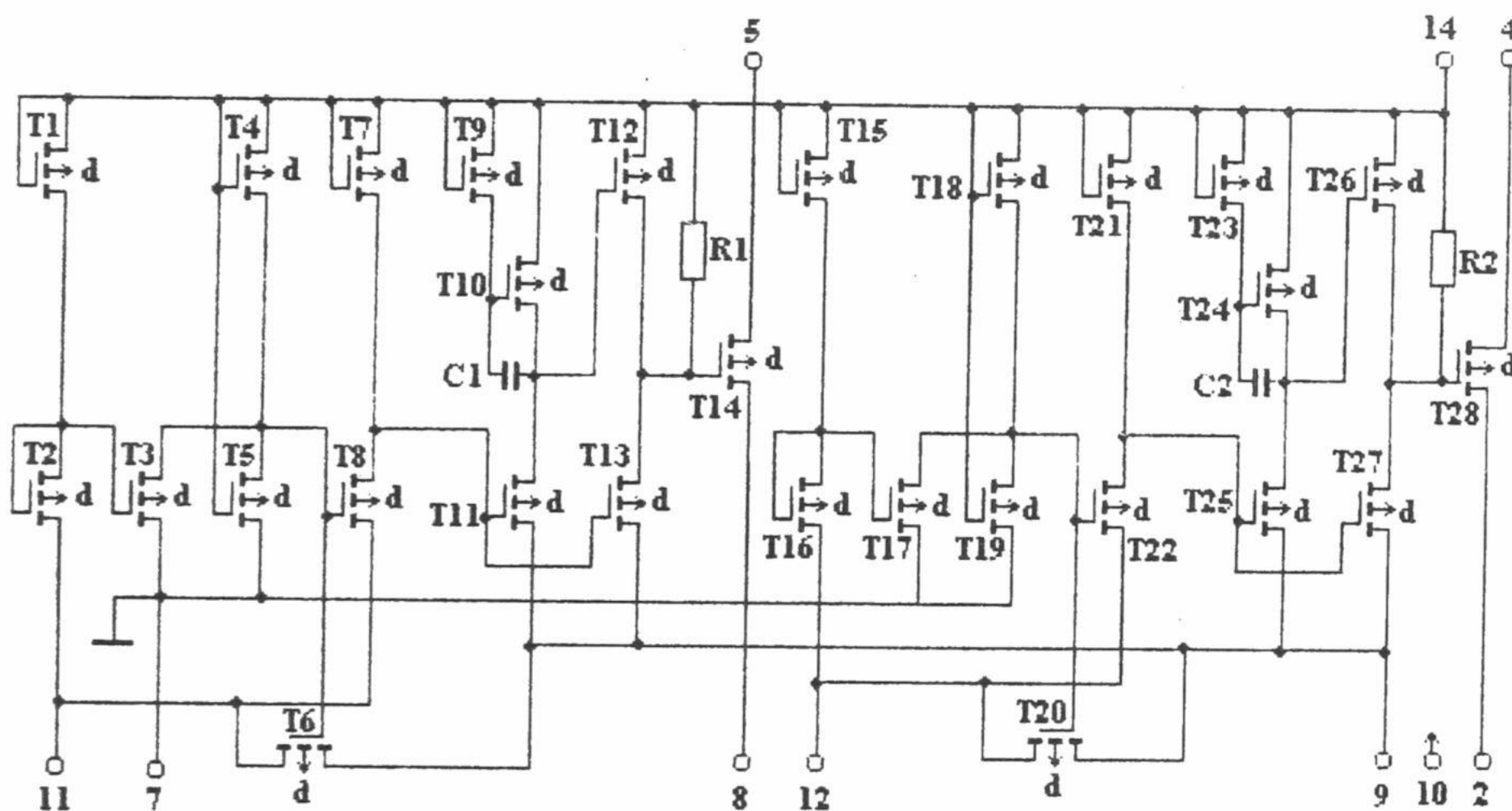
Приведены результаты по повышению устойчивости униполярных кремниевых структур за счет предварительного воздействия электрических и тепловых полей. Повышение устойчивости наступало при четырех-семи сутках предвари-тельного термополевого воздействия. Наблюдается также уменьшение времени и амплитуды помехи в коммутируемой цепи.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: термоэлектротренировка, интегральная схема, биполярные структуры, униполярные структуры, пороговое напряжение, ток утечки, помеха.

Изучение влияния термо-полевых воздействий на радиационную стойкость униполярных кремниевых структур представляло двойной интерес, поскольку физические процессы в них в отличие от биполярных $p-n$ структур определяются основными носителями тока и состоянием границ раздела Si - SiO₂, Al - SiO₂, динамикой процессов в окисле и приповерхностном слое кремния [1, 2].

Проведены исследования влияния потоков высокоэнергетичных нейтронов и γ -квантов на статические и динамические параметры интегральных схем средней степени интеграции МДП (металл-диэлектрик-полупроводник) технологии (аналогового переключателя серии 143). Для выявления влияния предварительных термо-полевых воздействий на радиационную стойкость этих схем, они были подвергнуты воздействию термоэлектротренировки (ТЭТ). Режимы изложены ниже. Электрическая схема интегральной схемы (ИС) приведена на рис. 1 а, б.

а



б

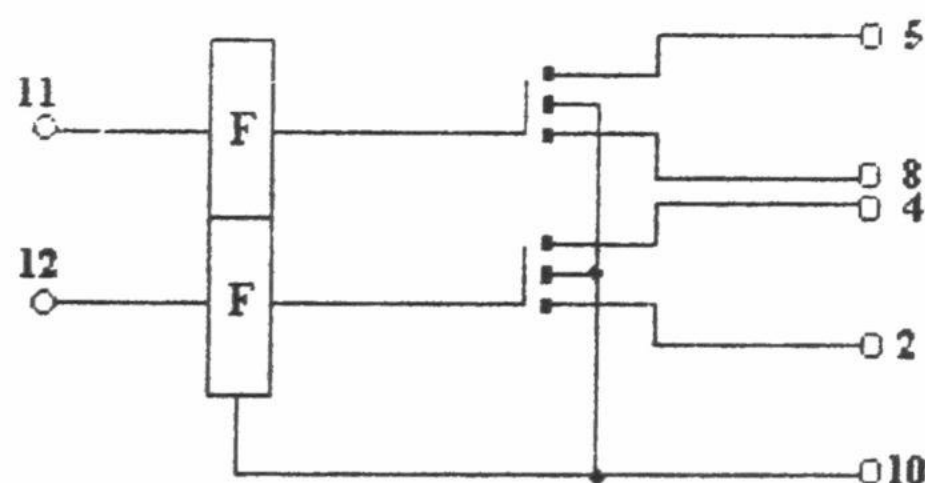


Рис. 1. Аналоговый переключатель серии 143 (а- схема электрическая принципиальная, б – функциональная схема)

На структуры интегральных МДП аналоговых переключателей серии 143 при температуре $+85^{\circ}\text{C}$ подавали импульсы напряжением амплитудой 4 В, скважностью 2 и периодом следования 20 миллисекунд. Время воздействия: 0, 48, 96, 192 и 312 часов.

Термоэлектротренировка существенно изменяет параметры кремниевых интегральных структур. Распределение порогового напряжения и тока утечки входа до и после 48 часовой ТЭТ характеризуется стабилизацией этих параметров, уменьшением уровня утечек и уменьшением разброса. Стабилизация в основном, заканчивается к 48 часам ТЭТ.

Повышение радиационной стойкости структур практически только начинается с длительности ТЭТ 48 часов, достигая насыщения примерно к 180 часам. Доля структур, выходящих при облучении нейтронами $\Phi=10^{13}\text{см}^{-2}$ за пределы установленных значений параметров $R_{\text{вх}}=90\text{ Ом}$, $U_{\text{max}}=5\text{ В}$ уменьшается с увеличением времени ТЭТ. При этом разница между тренированными и нетренированными структурами значительно меньше, чем у биполярных ИС, а соотношение параметров составляет при $\Phi=10^{13}\text{см}^{-2}$ - не более чем 1.3.

Измерены сопротивление открытого ключа $R_{\text{о}}$, напряжение управления максимальное $U_{\text{упр. max}}$, напряжение управления минимальное $U_{\text{упр. min}}$. Проведенные исследования показали, что термоэлектротренировка приводит к группировке параметров, к значительному уменьшению разброса и меньшему изменению их параметров при воздействии флюэнса нейтронов и потоков γ -квантов. Полное насыщение наступало после 96-168 часов (семи суток) термо-полевых воздействий.

Исследовано также время нарастания и спада тока в коммутируемой интегральной схемой цепи. Измерение проводилось с помощью осциллографа. Управление аналоговым переключателем велось с использованием интегральной схемы транзисторно-транзисторной логики типа 1 ЛБ 331.

При измерениях динамических параметров на вход ТТЛ ИС подавали прямоугольные импульсы амплитудой $+3\text{ В}$. На экране двухлучевого осциллографа определяли время нарастания тока ($t_{\text{вкл}}$) на уровне $0,9 U_{\text{вых}}$ от $0,1 U_{\text{вых}}$, а время спада тока ($t_{\text{выкл}}$) измеряли на уровне $0,1 U_{\text{вых}}$ от $0,9 U_{\text{вых}}$.

Термоэлектротренировка приводила к улучшению динамических параметров аналогового переключателя, что показано на рис. 2а, б. Изучались электрические параметры элементов структур выходных МДП транзисторов: затвор - подложка, исток - подложка, сток - подложка. Величина максимального пробивного напряжения указанных структур, подвергнутых облучению нейтронами при 10^{12} , 10^{13} , 10^{14} , $5 \cdot 10^{14}\text{ п·см}^{-2}$ изменялась в зависимости от флюэнса частиц. На рис. 3а приведены кривые зависимостей минимального пробивного напряжения стока от флюэнса нейтронов (без воздействия высоких температур) и на рис. 3б - зависимости для структур, подвергшихся предварительному воздействию температуры 100°C .

Термоэлектротренировка в течение первых 48 часов характеризуется резким изменением параметров интегральных структур до точки излома. После этого наступает плавное изменение параметров, которые тесно группируются при 120-часовом воздействии.

Получены зависимости изменения величин максимального напряжения для выходных мощных МДП - транзисторов интегральных схем 143 серии для областей: затвор - подложка, исток-подложка, сток - подложка. Зависимости пробивного напряжения $U_{\text{пр. истока}}$ для изохронного отжига интегральных схем, подвергшихся нейтронной бомбардировке при 10^{12} , 10^{13} , 10^{14} п·см^{-2} приведены на рис. 4. Изохронный отжиг проводился в течении двух часов.

Анализ показывает, что отжиг структур при 100° , 150° , 200°C и их дальнейшее поведение определяется, в основном, отжигом комплексов кислород - вакансия (А-центров) в кремнии p и n типов. Характерным является процесс их отжига при 200°C . Из зависимостей концентрации комплексов дефектов при изохронном отжиге известно, что излом кривой происходит перед точкой с температурой вблизи 200°C .

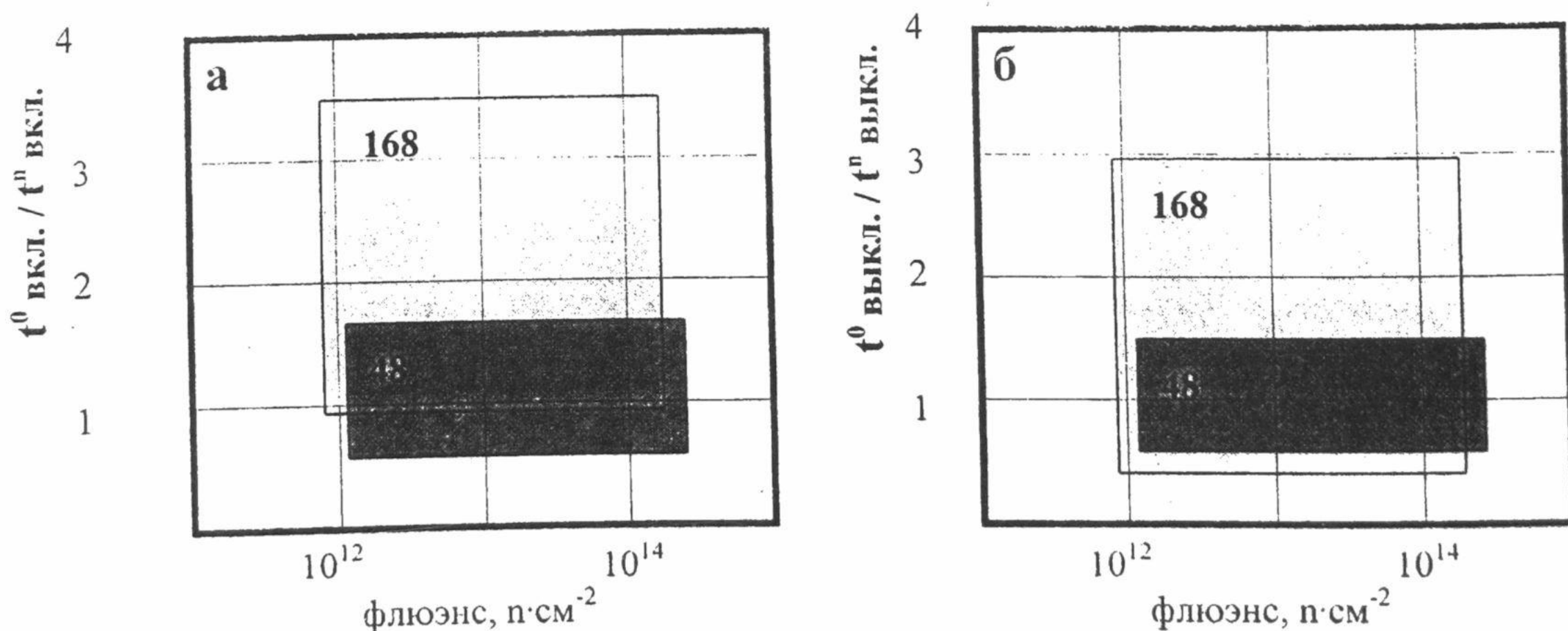


Рис. 2. Области разброса времени включения (а) и времени выключения (б) термоэлектротренированных (в течении 48 и 168 часов) МДП ИС при воздействии нейтронов

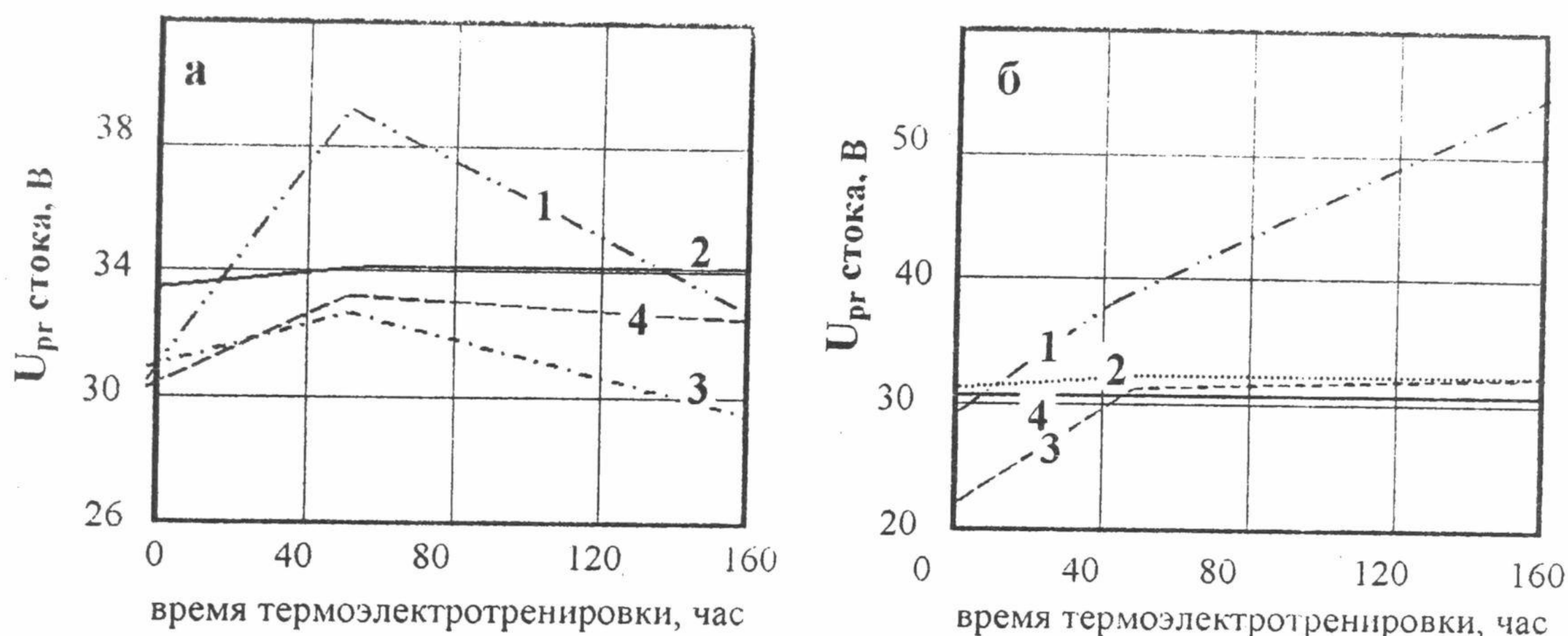


Рис. 3. Влияние предварительной термоэлектротренировки на пробивное напряжение сток-подложка ($U_{пр}$ стока) выходных транзисторов интегральных схем, облученных нейтронами (флюэнс: 1 – 10^{12} , 2 – 10^{13} , 3 – 10^{14} , 4 – $5 \cdot 10^{15}$ н·см $^{-2}$) без воздействия высоких температур – а и при отжиге 100°C – б

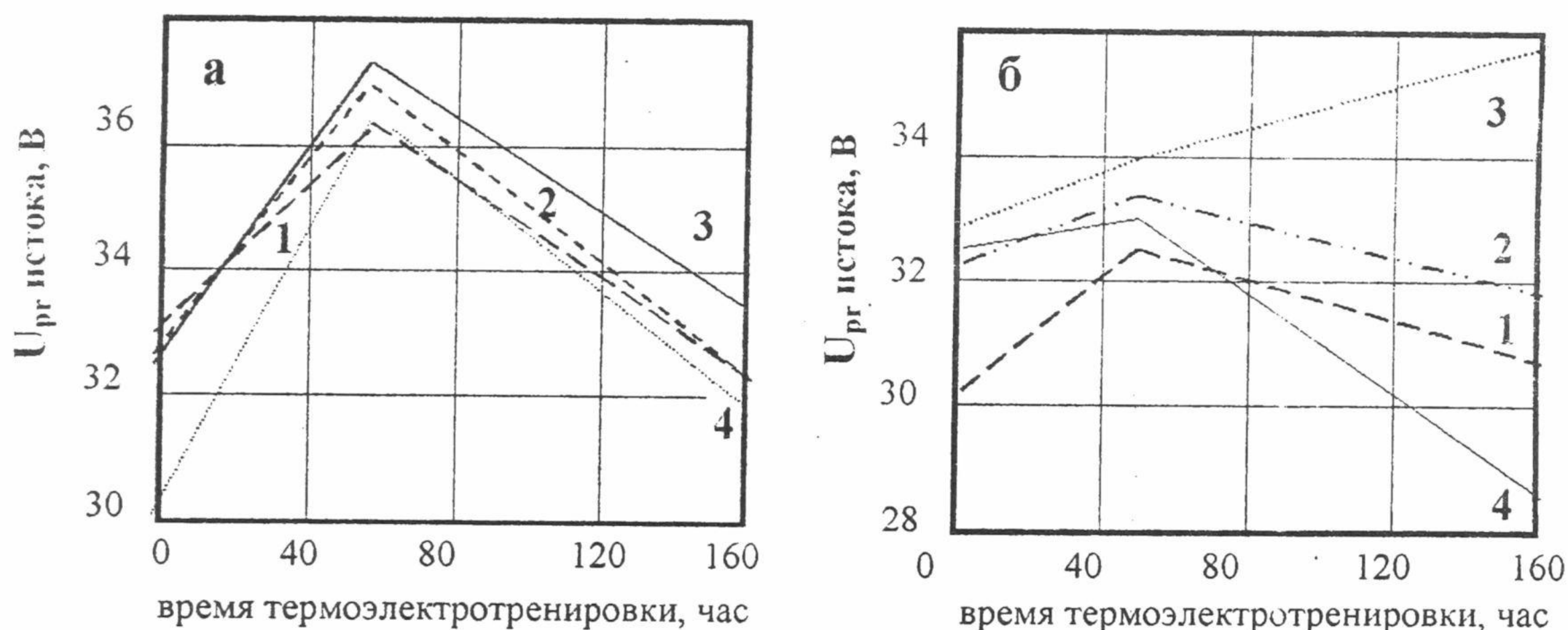


Рис. 4. Влияние изохронного отжига (кривая 1 – 20°C, 2 – 100°C, 3 – 150°C, 4 – 200°C) на пробивное напряжение исток-подложка ($U_{пр}$ исток) выходных транзисторов интегральных схем, прошедших предварительную термоэлектротренировку и облученных нейтронами (а – 10^{12} н·см $^{-2}$, б – 10^{14} н·см $^{-2}$)

При динамическом режиме работы аналогового переключателя в нем возникает паразитная емкостная связь между управляющей и коммутируемой цепями, что является основной причиной возникновения выброса напряжения выходного сигнала при коммутации управляемой электрической цепи.

Амплитуда и длительность помехи в коммутируемой цепи зависят от величины емкости сток-затвор, от постоянной времени управляющей цепи, от величины нагрузки, а также от параметров коммутируемого сигнала.

В составе многоканального коммутатора аналоговый переключатель ИС 143 работает в режиме, когда один канал закрывается, а другой – открывается. При этом выбросы напряжения, возникающие на затворах, через емкость сток – затвор поступают на выход соседнего канала переключателя.

Осциллограмма напряжения, показывающая процесс формирования амплитуды и длительности помехи в коммутируемой цепи, характеризуется наличием положительного и отрицательного выброса с характерными величинами амплитуды и длительности.

Экспериментально получены зависимости, характеризующие изменение длительности помехи, амплитуду положительной помехи, амплитуду отрицательной помехи при увеличении флюэнса нейтронов, а также показывающие влияние термоэлектротренировки на вышеуказанные параметры помехи (зависимости "48" и

10⁸ часов), возникающей во внутренней структуре интегральной схемы при включении и выключении одного из мощных выходных транзисторов.

Так как термо-полевые воздействия приводят интегральную схему в механическое и электрическое менее напряженное состояние (вследствие уменьшения концентрации центров генерации не основных носителей зарядов), то это вызывает уменьшение амплитуд выброса напряжения выходного сигнала. Постоянная времени управляющей цепи при термоэлектротренировке тоже уменьшается, что вызывает уменьшение положительной и отрицательной амплитуд помехи, возникающей в интегральной схеме.

ВЫВОДЫ

Термоэлектротренировка стабилизирует МДП структуры, их электрические параметры и повышает их радиационную стойкость.

В результате проведенных исследований показано, что униполярные интегральные схемы повышают радиационную стойкость при воздействии ТЭТ.

Термоэлектротренировка положительно влияет на изменение амплитуды положительной и отрицательной помехи, возникающей в коммутируемой цепи ИС 143, а также на их длительность.

Механизм процессов, определяющих улучшение характеристик и свойств униполярных интегральных схем и транзисторов, отличается от механизма в биполярных структурах. Это обусловлено тем, что носителями заряда в униполярных структурах выступают основные носители по сравнению с не основными носителями зарядов в структурах биполярной технологии. Различие обусловлено также разными свойствами границ на основе электронно-дырочных переходов по сравнению со свойствами границ типа окисел-полупроводник, металл-полупроводник, металл-окисел. В биполярных структурах границы играют меньшую роль, т.к. в них определяющее значение имеют объемные свойства.

Термоэлектротренировка приводит к повышению группировки электрических параметров МДП-структур, к уменьшению разбросов и, в целом, к повышению их надежности. Следует выделить стабильность параметров термоэлектротренированных униполярных схем в условиях облучения, что обусловлено физической природой термо-полевых процессов, ведущих к более устойчивому состоянию структур.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гнап А.К., Коваленко Н.И., Клименко К.С. Метод повышения надежности транзисторных структур // Информационные системы. - Харьков: НАН Украины, ИАНИ, ХВУ. - 1998. - Вып. 2(10). - С. 112-119.
2. Perry Anthony J., Geist Daniel E. On the regional stress profile developed in titanium nitride by ion implantation // Nucl. Instrum. and Meth. Phys. Res. B. - 1997, V. 127 - 128, C. 967 - 971.

THERMOELECTROTRAINING AND RADIATION STABILITY HOMOPOLAR INTEGRAL PATTERNS

N.M. Pelykhatiy¹, N.I. Kovalenko², T.C. Plahiy¹, A.K. Ghnap²

1. The Kharkov national university, Ukraine, 61077, Kharkov, Svobody sq., 4

2. The Kharkov state agricultural university, Ukraine, 61131, Kharkov, p/o Kommunist-1.

The results on stability augmentation of homopolar silicon patterns are adduced at the expense of preliminary effect of electrical and thermal fields. The saturation of effect came at four - seven day of preliminary thermo - field effect. The reduction of time and amplitude of a handicap in a switched circuit is watched also.

KEY WORDS: thermoelectrotraining, integrated circuit, bipolar patterns, homopolar patterns, threshold pressure, leakage current, handicap.

УДК 669.017:539.

СОЗДАНИЕ ИЗНОСОСТОЙКИХ ПОКРЫТИЙ НА ОСНОВЕ ТВЕРДОСПЛАВНЫХ ТУГОПЛАВКИХ ЭВТЕКТИЧЕСКИХ КОМПОЗИЦИЙ

**В.А. Чишкала, С.В. Литовченко, Е.П. Нечипоренко, Д.С. Матвиенко,
Т.С. Маслова, Т.М. Хижняк, В.И. Гриценко, Д.В. Очеретный**

Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, 61077, г. Харьков, пл. Свободы, 4

Поступила в редакцию 24 января 2000 г.

В работе рассмотрена возможность создания износостойких покрытий на сталях на основе тугоплавких композиций. Приведены результаты исследования влияния технологических факторов на структурно-фазовые характеристики покрытий и их свойства.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: защитные покрытия, износостойкость, структурно-фазовые превращения, карбиды, бориды, твердые сплавы, композиционные материалы.

Проблема защиты от износа рабочих частей механизмов по-прежнему занимает значительное место в современном материаловедении. В случае сухого или гидроабразивного износа с переменными нагрузками наилучшими эксплуатационными характеристиками обладают композиционные материалы, содержащие твердую армирующую фазу (карбиды, бориды, нитриды, оксиды), заключенную в менее твердую и более пластичную матрицу. Типичными материалами такого класса являются твердые сплавы, где твердая составляющая (например, карбид вольфрама с микротвердостью ~ 20 ГПа) помещена в пластичную матрицу из кобальта или никеля. С повышением содержания пластичного металла до 20 - 25 % вес. твердые сплавы можно использовать при значительных ударных нагрузках [1].

Перспективным является также применение эвтектических материалов на основе систем Fe-Mn-C-B [2] и Ni-Cr-Si-B-C [3] для восстановления линейных размеров стальных деталей и повышения их износостойкости. В процессе нагрева таких материалов в них образуются твердые двух- и многокомпонентные составляющие (в частности, карбиды и бориды хрома, никеля и железа), заключенные в пластичной матрице основных металлов.

При разработке новых и усовершенствовании традиционных методов повышения износостойкости изделий сегодня практически всегда на первое место выходят экономические показатели. С этой точки зрения технологии, использующие утилизированные отходы производства, имеют неоспоримые преимущества.

В данной работе была предпринята попытка использования лома твердых сплавов для получения на сталях износостойких покрытий, работоспособных в различных абразивных средах. На основе оценки технологичности и экономичности различных методов формирования покрытия [4] для реализации была выбрана шликерная технология, и все дальнейшие эксперименты были направлены на ее реализацию и оптимизацию для рассматриваемых материалов покрытий и подложки.

Процесс формирования покрытия включал стадии предварительной подготовки шихты для приготовления шликера, непосредственное получение шликера, его нанесение на обрабатываемую поверхность и термообработку для образования покрытия определенного фазового состава и структуры, а также обеспечения требуемой адгезии.

Одной из самых сложных, энергоемких и трудоемких операций была переработка лома твердых сплавов марок ВК-6, ВК-20, ВН-10 для получения порошков соответствующих композитов WC-Co или WC-Ni необходимого гранулометрического состава и дисперсности. Исследования влияния термической обработки на прочность твердых сплавов позволили установить, что импульсный вакуумный нагрев до $T \sim 1600$ °C резко повышает их пористость и снижает прочность настолько, что делает возможным диспергирование твердых сплавов в ударной вибромельнице со стальными рабочими телами. После двух- или трехкратного измельчения отожженных твердых сплавов для дальнейшего использования отделялась фракция с линейными размерами частиц 10 - 50 мкм.

Выбор добавок к порошкам твердых сплавов основывался на оценке равновесных диаграмм состояния, требуемых свойствах покрытий и технологичности процесса термообработки.

Для снижения температуры спекания и образования более легкоплавких фаз в состав шихты на основе твердого сплава ВК-20 вводили бор и кремний, а в случае использования сплавов ВК-6 и ВН-10 - добавки порошка предварительно полученных сплавов Ni-B-Si и Co-Si-B. Температура плавления эвтектики Ni-Ni₃B составляет 1091 °C. Трехкомпонентная фаза в системе Ni-Si-B образуется по эвтектической реакции уже при 1025 °C [5]. Аналогичное снижение температуры образования эвтектики характерно и для соответствующих соединений кобальта [6]. Учитывая, что при последующей высокотемпературной обработке покрытия (его

оплавлении) происходит легирование компонентов шликера углеродом и железом из подложки, можно ожидать появления жидкой фазы при температурах около 1000°C . Точное определение температуры плавления покрытия затруднено в первую очередь непостоянством его состава, который зависит от конкретной подложки, а также особенностями реализации условий плавления и кристаллизации, которые могут заметно отличаться от равновесных.

Для приготовления шликера использовали шихту, содержащую 50 – 80 % вес. карбида вольфрама WC и 50 – 20 % вес. эвтектических смесей Ni-Si-B и Co-Si-B. Мелкодисперсные компоненты шихты перемешивали механическим способом, спекали в вакууме при температуре около 1000°C для гомогенизации состава и протекания реакций и затем снова измельчали.

Шликерное покрытие на плоские и цилиндрические образцы стали марки Ст.20 наносили путем окунания. Шликер приготавливали на растворах природных или синтетических полимеров с добавками предварительно полученных композиционных смесей указанного выше состава. Реологические свойства шликера регулировались концентрацией полимера в растворителе (воде или ацетоне), а также соотношением твердая шихта - раствор. Толщина покрытий после предварительной сушки (1 – 5 часов, $20 - 150^{\circ}\text{C}$) изменялась от 100 до 2000 мкм.

Оплавление шликера для формирования износостойкого покрытия осуществлялось при нагреве образцов в вакууме $\sim 10^{-2}$ Па до появления жидкой фазы. Появление жидкой фазы фиксировалось визуально, контроль температуры осуществлялся вольфрам-рениевой термопарой.

При отработке режимов формирования покрытия регистрировалось повышение температуры появления жидкой фазы при росте количества карбида в исходной шихте (рис. 1).

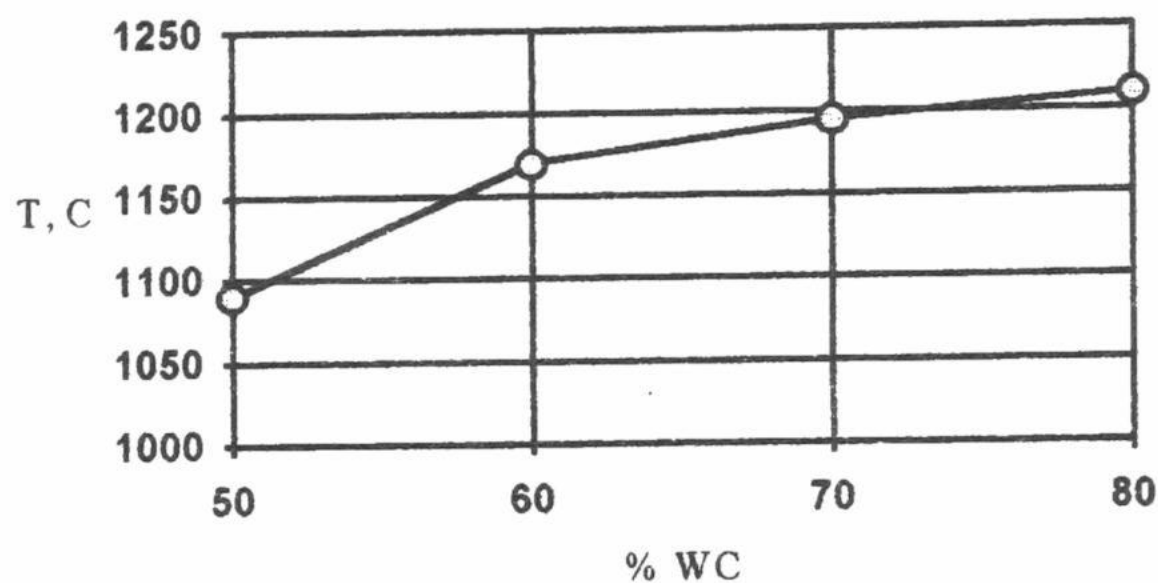


Рис. 1. Зависимость температуры плавления шликера от содержания карбида вольфрама в шихте

Данный факт объясняется изменением фазового состава покрытия за счет расходования бора и кремния на их диффузию в основу и связывание кислорода, адсорбированного порошками шликера при технологических операциях, и, соответственно, отклонением состава покрытия от строго эвтектического.

Металлографический (МИМ-8) и рентгеновский (ДРОН-3) анализ полученных покрытий и измерения микротвердости (ПМТ-3) показали (рис. 2), что покрытие содержит композиционный внешний слой и внутреннюю прослойку.

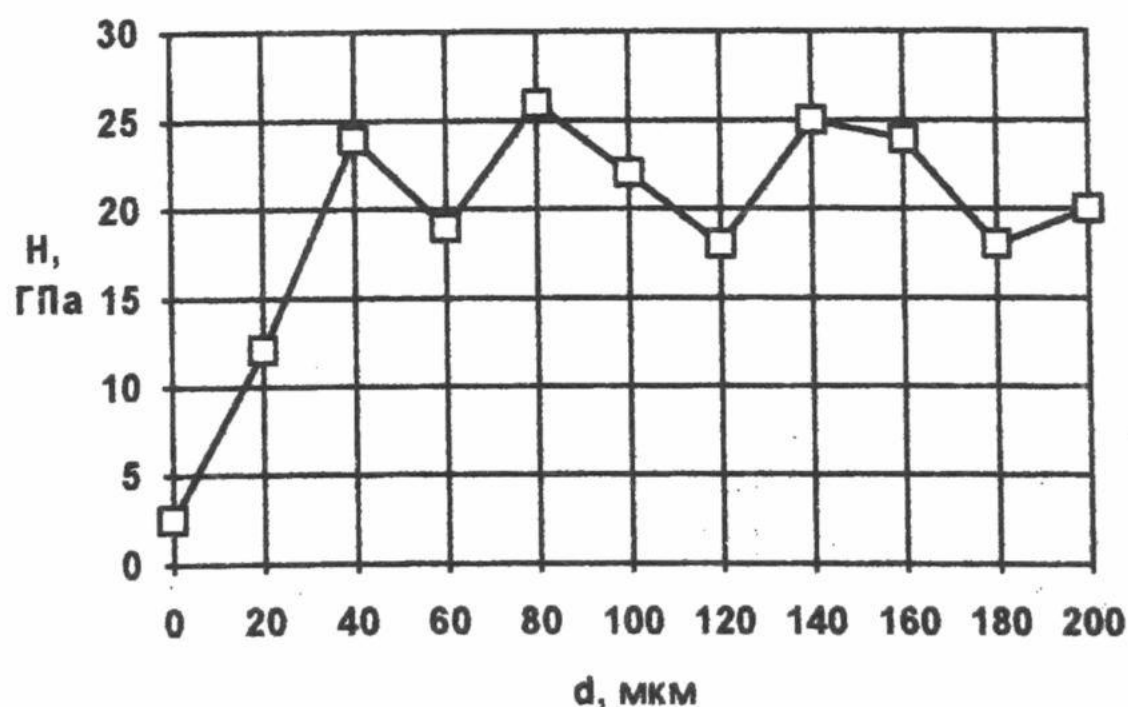


Рис. 2. Микротвердость основы и покрытия по толщине образца

Промежуточная прослойка толщиной 10 - 30 мкм представляет собой боридную фазу Fe_2B микротвердостью около 12 ГПа. Во внешнем слое участки с микротвердостью от 17,5 до 26 ГПа соответствуют выделениям карбидов, боридов и карбоборидов вольфрама, а с микротвердостью 11 - 15 ГПа - эвтектическим смесям Ni-Si-B и Co-Si-B .

Изменяя состав шихты в шликере, можно менять соотношение арматуры и матрицы (более твердой и более пластичной составляющих) в покрытии. Варьирование температуры оплавления шликера вплоть до 1200 °C (температура эвтектики $\text{Fe-Fe}_2\text{B}$) позволяет управлять жидкотекучестью покрытия. Повышение температуры снижает вязкость расплава и может привести к его стеканию с защищаемых поверхностей. При температуре выше 1200 °C покрытие становится подвижным и стекает даже с плоских образцов. При этом идет очень быстрое растворение основного металла (подложки). Снижение температуры ухудшает однородность и равномерность покрытия, а также может привести к ухудшению адгезии за счет утонения промежуточного слоя и нарушения его сплошности.

Оказалось, что для получения качественных покрытий на цилиндрических, сферических, наклонных или вертикальных (при оплавлении) поверхностях необходимо учитывать и контролировать не только состав шихты шликера и его температуру, но и фракционный состав порошка в шликере. Используя полифракционность композиционного порошка, можно минимизировать количество образующихся при оплавлении пор, усадочных раковин, трещин и других дефектов [7], что очень важно для повышения износостойкости, однако в рамках данной работы такая задача не решалась.

ВЫВОДЫ

В работе показана возможность использования лома и отходов твердых сплавов разных марок для получения композиционных порошков WC-Co , WC-Ni . Установлено, что при введении в эти порошки добавок бора и кремния в количествах, соответствующих эвтектическим составам, возможно получение композиций с регулируемой температурой плавления в интервале 1000 - 1200 °C. Разработанные композиции с содержанием карбида вольфрама 50 - 80 % вес. использовались для нанесения шликерных покрытий. После оплавления в вакууме покрытия имели микротвердость твердой составляющей 18 - 26 ГПа и 11 - 15 ГПа пластичной матрицы. Регулируя соотношение твердой армирующей фазы и пластичной матрицы можно получать покрытия, обладающие повышенной износостойкостью в различных условиях износа.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. С.С.Кипарисов, Г.А.Либенсон. Порошковая металлургия. - М.: Металлургия, 1991. - 432 с.
2. В.М.Голубец, М.П.Пашечко. Износостойкие покрытия из эвтектики на основе системы Fe-Mn-C-B . - Киев: Наукова думка, 1989. - 159 с.
3. Антонова Е.А. и др. Защитные покрытия на металлах. - Л.: Наука, 1991. - С.135-140.
4. Покрытия и обработка поверхности для защиты от коррозии и износа: Сб. статей под ред. К.Н.Стаффорда, П.К.Датты, К.Дж.Гуджена. Пер. с англ. / Под ред. В.В.Кудинова. - М.: Металлургия, 1991. - 239 с.
5. Janson B., Argen J. // Mater. Sci. and Eng.. 1984. V.63. №1. P. 51-60.
6. Диаграммы состояния металлических систем. Вып. XIX. - М.: Металлургия, 1973. - С.126.
7. А.Н.Николенко, М.С.Ковальченко. // Порошковая металлургия. 1991. № 5. - С.11-15.

DESIGN OF WEAR-PROOF COATINGS ON THE BASIS OF CEMENTED CARBIDES HIGH-MELTING EUTECTIC COMPOSITIONS

V.A. Chishkala, S.V.Lytovchenko, Ye.P.Nechiporenko, D.S.Matvienko,

T.S.Maslova, T.M.Hyzhnyak, V.I.Gritsenko, D.V.Ocheretny

The Kharkiv National University, 4 Maidan Svobody, Kharkiv, 61077.

The capability of wear-proof coatings design on steels on the basis of high-melting compositions was studied. The results of research of technology factors influence on a structural - phase characteristics of coatings and their properties are adduced.

KEYWORDS: protective coatings, wear resistance, structural - phase transformation, carbides, borides, cemented carbides, composites.

УДК 669.296.293.1

ИССЛЕДОВАНИЕ МИГРАЦИИ И СЕГРЕГАЦИИ ВКЛЮЧЕНИЙ ИНТЕРМЕТАЛЛИЧЕСКИХ ФАЗ В СПЛАВАХ ЦИРКОНИЯ ДЛЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

В.Г. Кириченко, П.Л. Руденко, А.И. Снурникова

Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, г. Харьков, пл. Свободы, 4, Украина

Поступила в редакцию 5 января 2000 г.

В работе представлены результаты исследования динамики миграции и сегрегации железосодержащих интерметаллических включений в сплавах циркония. Увеличение концентрации железосодержащих интерметаллидов в поверхностных слоях циркониевых сплавов обусловлено симбатными процессами роста частиц интерметаллидов в объеме, ускоренной диффузией частиц по межзеренным границам и сопровождается повышением степени кристаллического совершенства интерметаллических фаз при отжиге деформированных сплавов.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: сплавы циркония, интерметаллические фазы, мессбауэровская спектроскопия конверсионных электронов (МСКЭ), диффузия, миграция, сегрегация, поверхность,

Экономическая и техническая целесообразность развития ядерной энергетики основана, как на ценовых параметрах производимой атомными электростанциями электроэнергии, так и на эффективности функционирования созданного в развитых странах мира полного или неполного ядерного топливного цикла, а также на нереализованной пока возможности создания ядерных реакторов с физическим регулированием процессов энерговыделения. Особое место в ядерной энергетике и ядерной промышленности занимает проблема создания и модернизации конструкционных материалов для активной зоны ядерных реакторов. К конструкционным материалам активной зоны ядерных реакторов принадлежат, прежде всего циркониевые сплавы. Циркониевые сплавы с различными легирующими добавками (например, используемые в Украине и России сплавы $Zr-1\%Nb$ и $Zr-2,5\%Nb$) обладают высокими механическими и прочностными характеристиками, и высокой коррозионной стойкостью при эксплуатации в диапазоне температур 570–590 К в воде высоких параметров в условиях интенсивного нейтронного облучения. Использование сплавов на основе циркония будет продолжаться и в новых типах реакторов при повышенных температурах эксплуатации тепловыделяющих элементов с целью увеличения степени выгорания ядерного топлива. Кроме того, необходимо увеличение длительности эксплуатации циркониевых оболочек в маневренных условиях реакторной кампании.

Создание перспективных циркониевых сплавов основано на поиске оптимальных комбинаций и концентраций добавок элементов для комплексного легирования циркония, а также разработке оптимизирующих физико-механические свойства сплавов режимов термомеханической обработки. При этом возникает проблема исследования кинетики и последовательности фазовых превращений в приповерхностных слоях и объеме циркониевых сплавов. Один из эффективных методов микроскопического анализа локального окружения атомов – мессбауэровская спектроскопия сверхтонких взаимодействий на ядрах атомов-зондов с высоким энергетическим разрешением в геометрии обратного рассеяния позволяет проводить эти исследования в приповерхностных слоях твердых тел глубиной до 0,1–0,3 мкм.

Ранее нами сообщалось об обнаружении приповерхностной сегрегации интерметаллических включений в сплавах циркония [1] и возможности использования этого эффекта для модификации поверхности сплавов с помощью ионного и лазерного облучения [2–4]. В монокристаллах чистого циркония поверхностная сегрегация примеси железа была подтверждена авторами [5]. В данном сообщении приводятся результаты исследования динамики миграции интерметаллических включений при отжиге деформированных сплавов с различными легирующими добавками.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

Сложнолегированные сплавы на основе йодидного циркония готовились в вакууме методом электронно-лучевой плавки. Слитки прокатывались с трехкратным промежуточным отжигом при 700°C в течение 3 час. в вакууме $1,3 \cdot 10^{-4}$ Па в присутствии циркониевой губки. После этого образцы подвергались прокатке до толщин в диапазоне от 1 мм – до 50 мкм при комнатной температуре со степенью обжатия около 90%. Деформированные фольги подвергались затем изохронному отжигу в течение 15 часов в интервале температур 300–800°C. Процесс термообработки не содержал закалки из β -области, с целью однозначной идентификации образующихся в α -области фаз. После отжига деформированных фольг сплавов циркония производилась повторная пластическая деформация с последующим отжигом так, что толщина образцов доходила до 5–7 мкм.

Сплавы на основе иодидного циркония имели состав (здесь и далее в ат%): $Zr + 1,03\%Fe$; $Zr + 0,51\%Fe + 0,5\%V$; $Zr + 0,51\%Fe + 0,5\%Nb$; $Zr + 0,51\%Fe + 0,5\%Mo$; $Zr + 0,51\%Fe + 1\%Ta$; $Zr + 0,51\%Fe + 0,5\%Cu$, $Zr + 0,1\%Fe + 0,5\%Sn + 0,5\%Nb$. Рентгеноструктурный анализ показал, что на всех этапах термомеханической обработки (ТМО) сплавов на основе циркония фазовый состав представлен только α -фазой Zr .

С помощью мессбауэровской спектроскопии на ядрах Fe^{57} в геометрии обратного рассеяния при регистрации электронов внутренней конверсии (МСКЭ) производилась идентификация железосодержащих фаз в исходном состоянии сплава, в процессе изохронного отжига. Это позволяет применительно к соединениям железа определить фазовый состав в приповерхностном слое толщиной $\approx 0,3$ мкм. Для послойного анализа поверхности сплавов с добавками Fe^{57} использовался метод снятия угловых спектров под различными углами падения пучка квантов. Для этого использовался газовый проточный детектор с осью вращения в плоскости образца, позволяющий регистрировать МСКЭ спектры в диапазоне углов падения $90^\circ - 3^\circ$. Рентгеноспектральный анализ поверхности отожженных образцов сплавов циркония производили на спектрометре "Camebax MBX 268". Получены распределения ряда легирующих добавок и O , N , C по сечению интерметаллидов в поверхностном слое. Использовалась программа обсчета экспериментальных спектров рассеяния (DISTRIBUTION P(QS), P(IS) - DISTR1), позволяющая получать по отдельности и одновременно функции распределения $P(QS)$ и $P(IS)$, а также значения соотношения интенсивностей линий в элементарном зеемановском секстете и ширины линий. Спектры обратного рассеяния сплавов циркония описывают распределение интерметаллических фаз в приповерхностных слоях, и увеличение интенсивности спектров соответствует росту концентрации интерметаллических фаз в поверхностном слое глубиной до 0,3 мкм.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ОБСУЖДЕНИЕ

Исследование двойных, тройных и четверных железосодержащих циркониевых сплавов с применением МСКЭ приводит к выводу о приповерхностной сегрегации железосодержащих интерметаллических фаз при отжиге деформированных сплавов всех составов, кроме сплава $Zr-Fe-V$. Исходный спектр соответствует номинальному содержанию интерметаллических фаз соответствующего состава $Zr - 0,51\%Fe$ на поверхности и в объеме материала в отсутствие сегрегационных процессов. Нормированная на концентрацию Fe^{57} интегральная интенсивность спектра исходного образца соответствует однородному распределению включений и используется для расчета коэффициента сегрегации (обогащения) поверхностного слоя интерметаллическими включениями χ . Расчет χ проводили по формуле: $\chi = (y/1-y) / (x/1-x)$, где x - объемная концентрация изотопа Fe^{57} ; y - поверхностная концентрация в слое до 3000 Å сегрегировавшей примеси ^{57}Fe в составе интерметаллических фаз. Следует отметить, что сегрегация интерметаллических фаз исследовалась с использованием двух режимов отжига деформированных образцов: изохронного и изотермического в диапазоне температур $T=300 - 800K$ и времен $t=0,1 - 30$ час.

Приповерхностная сегрегация проявляется в резком, начиная с температур отжига 773K, увеличении в несколько раз значений величины эффекта рассеяния ξ спектров МСКЭ. В приближении Аррениуса для процесса поверхностной сегрегации получены значения эффективной энергии активации, оказавшиеся близкими для исследованных сплавов (0,5-0,7 эВ). Такие значения энергии активации характерны для процессов, обусловленных миграцией границ зерен в поликристаллических материалах и диффузией атомов примесей по межфазным границам и свободной поверхности [3]. Спектры МСКЭ на ядрах ^{119}Sn для оловосодержащих сплавов циркония представлены одиночными линиями, соответствующими позициям замещения циркония атомами олова, причем термомеханическая обработка существенно не влияет на локальное окружение олова в сплавах.

Пластическая деформация отожженных железосодержащих сплавов приводит к ослаблению интенсивности спектров МСКЭ на ядрах Fe^{57} , что может быть обусловлено как уменьшением доли интерметаллических включений в приповерхностном слое, их частичной механоактивированной аморфизацией, так и уменьшением величин фактора Дебая-Валлера, вызванным измельчением частиц при перерезании выделений дислокациями.

Оцененная эффективная энергия активации поверхностной сегрегации интерметаллических железосодержащих включений в сплавах на основе циркония в режиме изохронного отжига составляет значение 0,5 - 0,7 эВ. Это значение удовлетворительно соответствует средним эффективным значениям энергии активации миграции границ зерен в поликристаллических деформированных сплавах переходных металлов. Как было показано ранее, степень обогащения поверхностного слоя, с определенными ограничениями и полученная зависимость коэффициентов сегрегации χ объясняется особенностями коагуляции частиц интерметаллических фаз и изменением степени когерентности выделений относительно матрицы циркониевых сплавов. Рентгеноспектральные данные подтверждают результаты МСКЭ по поверхностной сегрегации легирующих добавок в составе интерметаллидов.

На рис.1 представлена типичная зависимость кинетики роста концентрации железа в составе интерметаллических фаз, полученная при отжиге деформированных сплавов, в данном случае сплава цирконий – железо. Максимальное значение скорости миграции интерметаллических фаз в поверхностный слой, оцененное по таким кривым, для исследованных сплавов составляет $V = 10^{-9} - 5 \cdot 10^{-10}$ м/с.

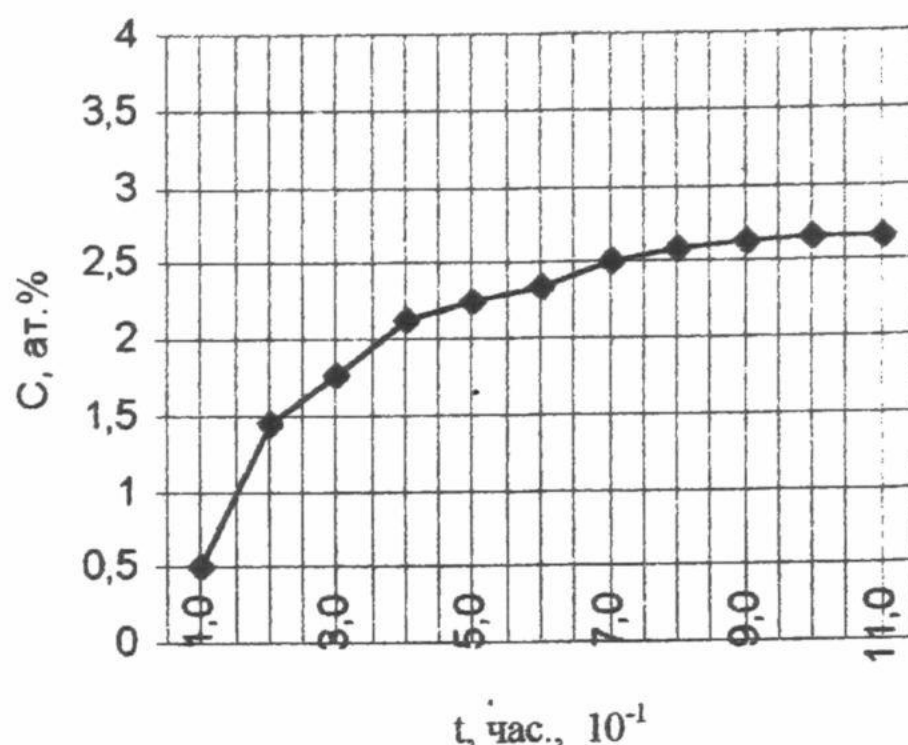


Рис.1. Зависимость содержания Fe^{57} в поверхностном слое деформированного сплава Zr-0,51%Fe в зависимости от времени отжига при 973K.

Сравнение этих данных со значениями скоростей миграции границ зёрен подтверждает предположение о переносе интерметаллических фаз в поверхностный слой при перемещении границ зёрен. Подвижность M границ зёрен можно оценить из выражения: $V = M \cdot \Delta F$, где ΔF - движущая сила процесса (запасенная энергия пластической деформации). Тогда, оценка подвижности M изменяется в пределах $10^{-12} - 10^{-16}$ м⁴/Дж·с для различных режимов термической обработки деформированных сплавов, в том числе, пучковой и лазерной [2,3].

Таким образом, динамика миграции и сегрегации мелкодисперсных частиц железосодержащих интерметаллических включений в поверхностные слои деформированных двойных, тройных и четверных сплавов при их термическом отжиге в диапазоне температур 570 – 1070K обусловлена высокой подвижностью границ зерен в циркониевой матрице, тесно связана с процессами коагуляции частиц и их миграцией по межзёренным границам при термическом отжиге и сопровождается изменением степени когерентности связи интерметаллических фаз с циркониевой матрицей сплавов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кириченко В.Г., Чекин В.В. // Взаимод. мес.б. изл. с веществом. Изд-во МГУ, 1987, с.18-21.
2. Кириченко В.Г. // ВАИТ. Сер. ФРП и РМ. - 1998. - Вып.3(69)-4(70). - С.71-73.
3. Кириченко В.Г. // ВАИТ. Сер.Вакуум, чистые материалы,сверхпроводники.1998.-вып.6(7).-С.181-183.
4. Кириченко В.Г.// ВАИТ. Сер. ФРП и РМ. 1999, Вып.1/73/, 2/74/,-С.101-106.
5. Zhang C. S., Li B., Norton P.R. //Surf.Sci.1995, v.338, p.157-168.

THE INVESTIGATION OF MIGRATION AND SEGREGATION OF INTERMETALLIC PARTICLES IN ZIRCONIUM ALLOYS FOR NUCLEAR REACTORS

V.G. Kirichenko, P.L. Rudenko, A.I. Snurnikova

Kharkiv National University. Svobody sq. 4, Kharkiv, Ukraine

The results of the research of dynamics of migration and segregation intermetallic inclusions with Fe phases in Zr alloys are presented in this work. The segregation on the surface layer due to effective interaction of the phases inclusions with the grain boundaries is developed. The rise of concentration of Fe-intermetallids in surface layers of zirconium alloys is connected with growth intermetallids particles, fast particles diffusion under grain boundaries and increase of crystalline perfection of intermetallic phases under ageing of deformed alloys.

KEY WORDS: zirconium alloys, intermetallic phases, conversion electron Mössbauer spectroscopy (CEMS), diffusion, migration, segregation, surface.

УДК 534.286.8

ПОВОРОТНО-ИЗОМЕРНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ В НЕКОТОРЫХ РАЗВЕТВЛЕННЫХ УГЛЕВОДОРОДАХ

А.А. Ашеко, В.С. Сперкач*

Харьковский национальный университет, 61077, Харьков, пл. Свободы, 4,
*Киевский национальный университет, 252017, Киев, ул. Владимирская, 60

Поступила в редакцию 21 января 2000 г.

В результате анализа акустических спектров предельных разветвленных углеводородов показано, что частотная зависимость поглощения звука описывается уравнением с одним или двумя временами релаксации. Низкочастотная область акустической релаксации в исследованных объектах обусловлена поворотно-изомерными превращениями. Рассмотрены механизмы поворотно-изомерных преобразований. Определены кинетические и термодинамические параметры поворотно-изомерной релаксации.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: поглощение звука, скорость распространения звука, акустическая релаксация, время релаксации, релаксационная сила

В [1] приведены экспериментальные данные о скорости распространения и поглощении звука для жидких 3-метилгексана, 3,3-диметилпентана, 2-метилгептана, 2,2,4-триметилпентана, 2,3,4-триметилпентана и 2-метилоктана. Измерения поглощения звука выполнены в диапазоне частот 10...2500 МГц, скорость распространения звука исследовалась на частоте 10 МГц. Измерения выполнены в интервале температур от точки плавления до 353 К.

АНАЛИЗ АКУСТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ

Исследования полученных спектров показали, что в разветвленных углеводородах наблюдается акустическая релаксация. Расшифровка акустических спектров выполнена с помощью программы, приведенной в [2]. В исследованных диапазонах частот и интервале температур для 3-метилгексана, 3-метилгептана и 2-метилоктана акустические спектры состоят из двух областей дисперсии и описываются уравнением:

$$\frac{\alpha}{\omega^2} = \frac{c}{c_0} \sum_{i=1}^n \frac{A_i}{1 + (\omega\tau_i)^2} + B, \quad (1)$$

где: α - коэффициент поглощения,
 c - скорость звука на измеряемой частоте f ,
 c_0 - скорость звука при $f \rightarrow 0$
 A - низкочастотный предел $\alpha \cdot f^{-2}$,
 B - высокочастотный предел $\alpha \cdot f^{-2}$,
 τ - время акустической релаксации, $\omega = 2\pi f$.

Частотные зависимости $\alpha \cdot f^{-2}$ для 3,3-диметилпентана, 2,3,4-триметилпентана и 2,2,4-триметилгептана описываются уравнением (1) с одним временем релаксации. Графики зависимости $\alpha \cdot f^{-2}$ от $\lg f$ при различных температурах приведены на рис.1.

С помощью формулы (1) рассчитаны значения релаксационных параметров A_i , B и f_i . Релаксационная сила b_i рассчитывалась с помощью соотношения [3]:

$$b_i = A_i \frac{c_0^2}{2\pi^2 c} \tau_i^{-1}. \quad (2)$$

Обозначения в (2) приняты те же, что и в (1). Пример результатов расчетов, выполненных для 3,3-диметилпентана приведен в табл.1.

Таблица 1. Релаксационные параметры поворотно-изомерной релаксации 3,3-диметилпентана

T, K	A	B	f ₁ , MHz	b·10 ⁻³
	10 ¹⁵ m ⁻¹ s ⁻¹			
203	5700	58	4.5	13.7
213	2400	50	8.6	10.0
223	1400	46	12.9	8.5
233	660	42	25.0	7.5
243	390	40	36.0	6.3
253	240	36	52.0	5.3
273	125	39	85.0	4.1
293	51	43	200.0	3.6

Результаты расчета показали, что для исследованных углеводородов значения величин A_1 , b , уменьшаются с повышением температуры. Известно [3,4], что характер обнаруженной температурной зависимости релаксационных параметров характерен для поворотно-изомерной и структурной релаксации.

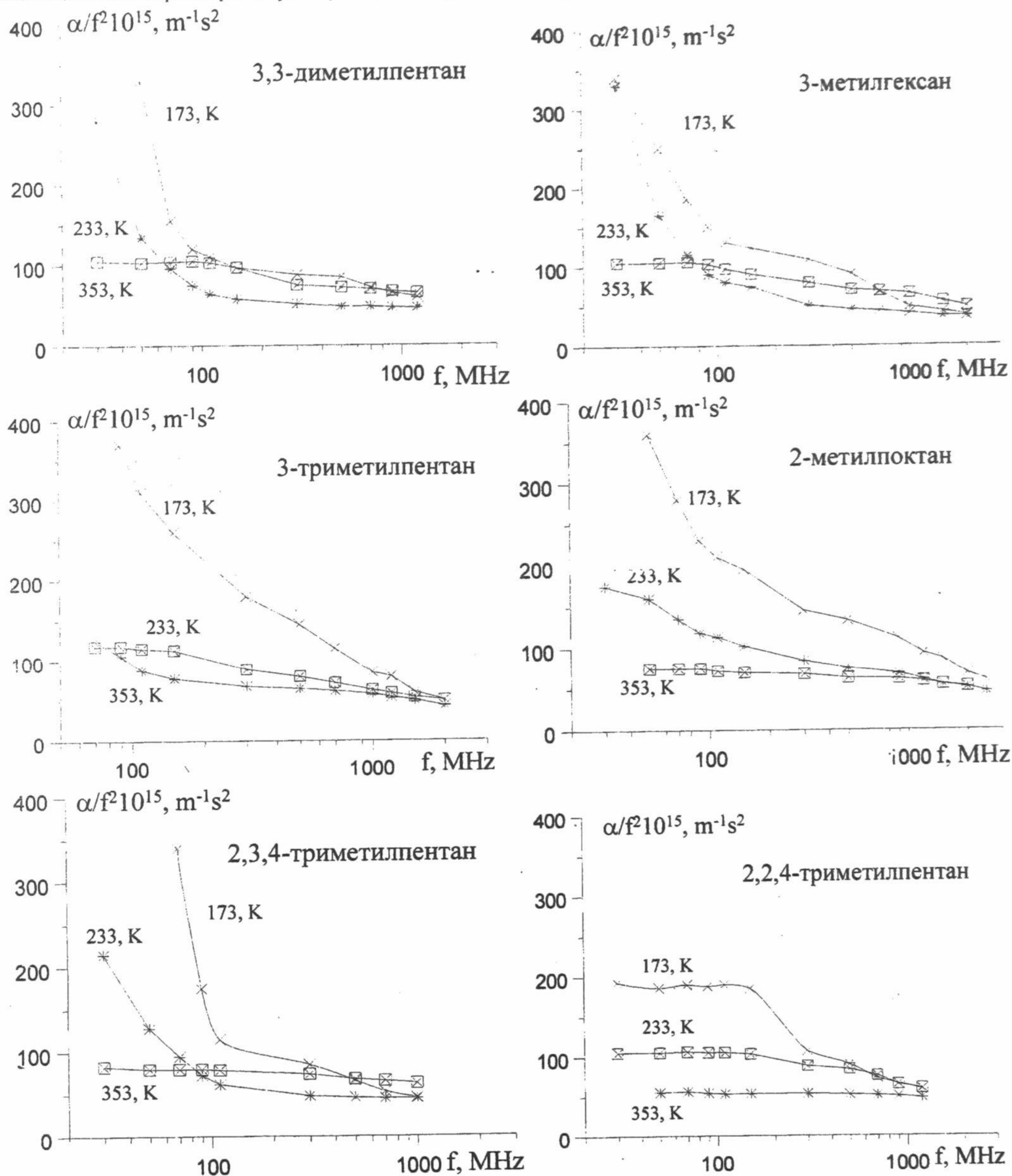


Рис.1. Зависимость экспериментальных величин $\alpha/f^2 \cdot 10^{15}, \text{m}^{-1}\text{s}^2$ изоалканов для исследованных частот и температур

Для идентификации отмеченных механизмов релаксации, ответственных за низко- и высокочастотные области акустической релаксации, изучены акустические спектры растворов 0.9 и 0.5 м.д. 3-метилгептана в диэтиловом эфире. Измерения выполнены в диапазоне частот 10...1200 МГц и интервале температур 173...293 К. Результаты эксперимента показали, что релаксационная частота низкочастотной области в пределах ошибки опыта не зависит от концентрации растворителя. Высокочастотная область акустической релаксации с увеличением концентрации диэтилового эфира смещается в сторону более высоких частот. Обнаруженная зависимость релаксационной частоты свидетельствует о том, что низкочастотная область акустической релаксации в 3-метилгексане, 3-метилгептане и 2-метилоктане обусловлена поворотно-изомерной, а высокочастотная – структурной релаксацией. В 3,3-диметилпентане и 2,3,4-триметилпентане имеет место поворотно-изомерная, а в 2,2,4-триметилпентане – структурная релаксация.

МОДЕЛЬ И ПАРАМЕТРЫ РЕЛАКСАЦИИ

Рассмотрим на примере 3,3-диметилпентана механизм изомерно-поворотной релаксации. Известно, что при вращении около внутренних осей цепи предельных углеводородов возможны 3 поворотных изомера: транс-конформер, правый и левый гош-конформеры. Общее число возможных конформеров для молекулы предельного углеводорода с числом атомов углерода в основной цепи n равняется 3^{n-3} . Молекула 3,3-диметилпентана, состоящая из пяти атомов углерода в основной цепи, может иметь 9 конформеров: TT, TG⁺, TG⁻, G⁺T, G⁻T, G⁺G⁺, G⁻G⁻, G⁺G⁻, G⁻G⁺. Объединив зеркально отображающие друг друга конформеры получим 3 термодинамически наиболее устойчивых конформера: транс-транс (TT), транс-гош (TG) и гош-гош (GG). На рис.2 представлены пространственные изображения и обозначения конформеров 3,3-диметилпентана.

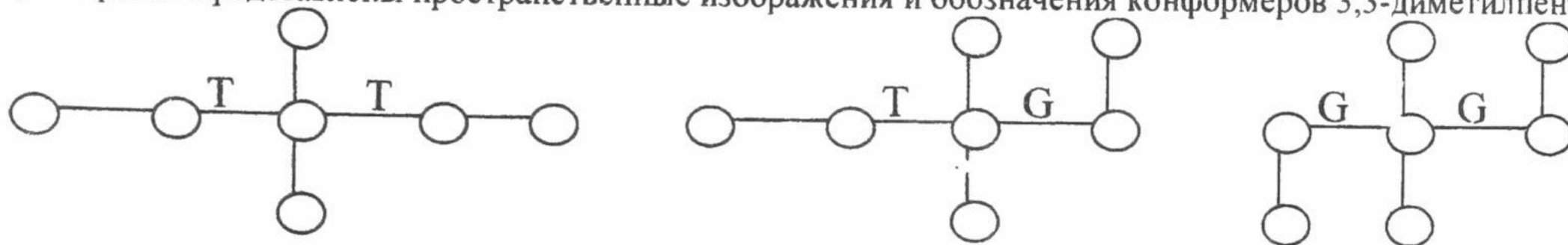


Рис.2. Пространственное изображение устойчивых конформаций 3,3-диметилпентана

Любой произвольно выбранный образец жидкого 3,3-диметилпентана будем рассматривать как равновесную динамическую смесь конформеров. Поскольку система замкнутая, $C_1 + C_2 + C_3 = \text{const}$ (C_1, C_2, C_3 - концентрации конформеров TT, TG, GG, соответственно), то число переменных равно двум. В соответствии с этим акустический спектр 3,3-диметилпентана должен состоять из двух простых областей дисперсии.

На рис. 3 схематично изображено изменение потенциальной энергии внутреннего вращения н-пентана в зависимости от угла поворота вокруг С-С связи. Кривая потенциальной энергии имеет пять минимумов: одной транс-транс-конформации $|0|$; двух транс-гош-конформаций $|\sim \pm 120^\circ|$ и двух гош-гош-конформаций $|\sim \pm 240^\circ|$.

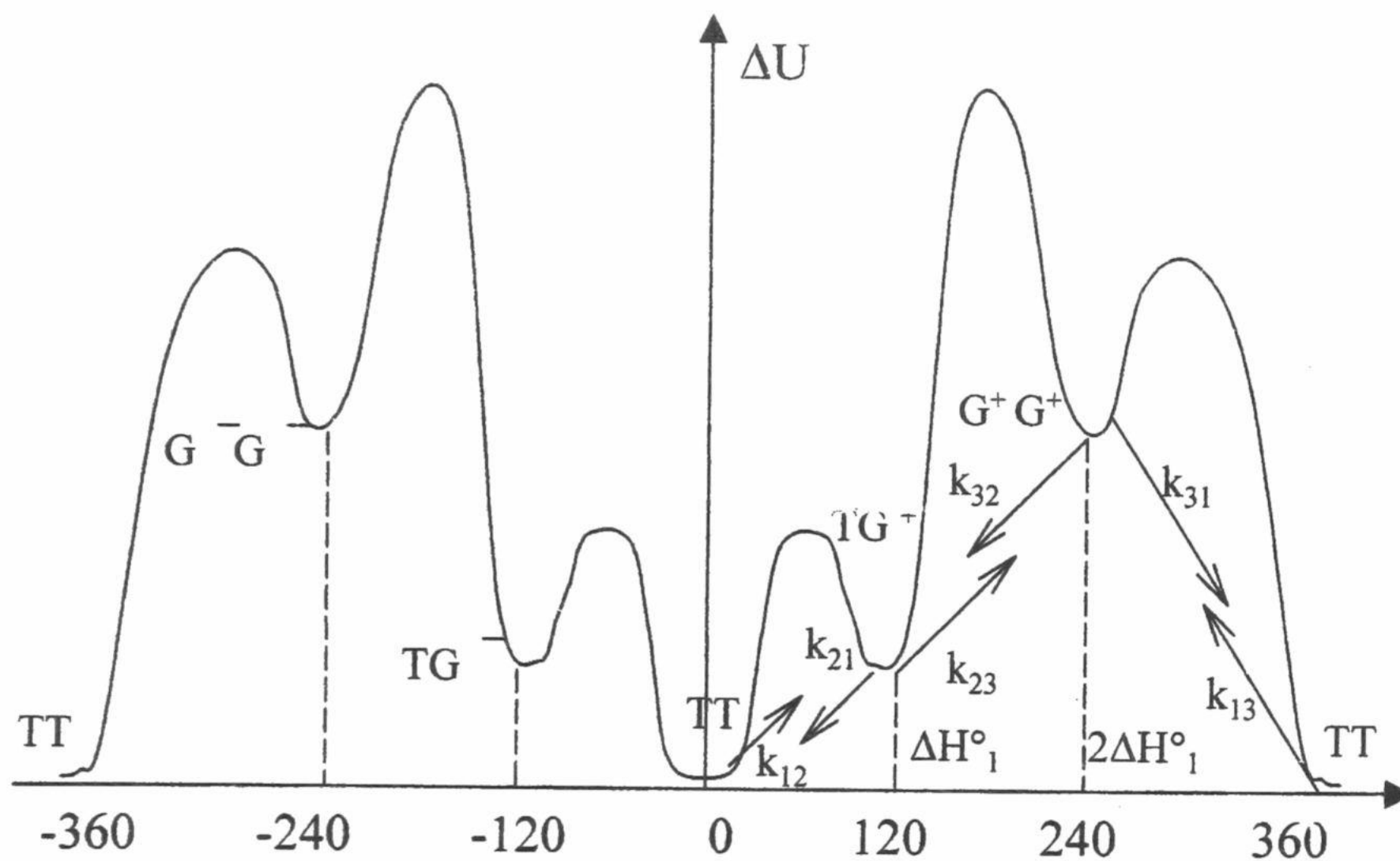
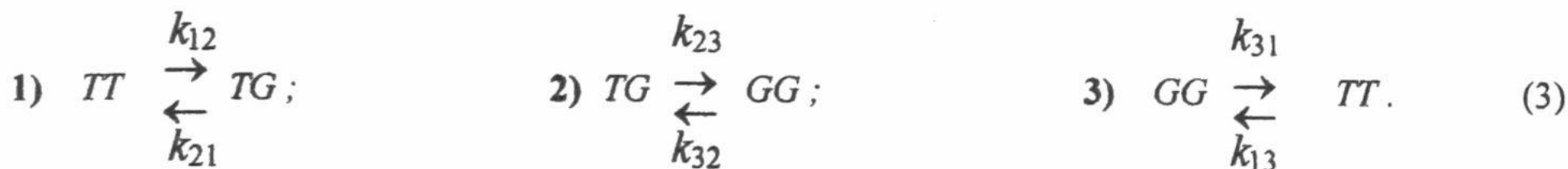


Рис.3. Потенциальная энергия внутреннего вращения н-пентана

Конформационные переходы молекул 3,3-диметилпентана можно рассматривать как элементарные события трех естественных реакций (см.рис.3), где $k_{12}, k_{21}, k_{23}, k_{32}, k_{13}, k_{31}$ - константы скорости прямых и обратных реакций 1,2,3 - (3).



Каждая из этих реакций перехода из одного конформационного состояния в другое сопровождается разрывом слабых внутримолекулярных связей $C_i-H \dots C_{i+1}$, следовательно, изменением энтальпии системы и должна вносить вклад в поглощение звука.

Выше показано, что наблюдаемая акустическая релаксация для 3,3-диметилпентана описывается уравнением с одним временем релаксации. В соответствии с теорией релаксационных процессов [3,4] можно

предположить, что эта область обусловлена одной нормальной реакцией, степень полноты которой есть линейная комбинация степеней полноты естественных реакций 1, 2, 3 – (3). В то же время, времена релаксации, описывающие конформационные превращения, могут значительно отличаться и одна из областей проявляется в области частот, лежащей за пределами исследованного нами.

Согласно теории релаксационных процессов [3], выражение, определяющее связь времен релаксации τ_1 и τ_2 процессов, описываемых с помощью соотношений 1.2 – (3) с константами скоростей этих процессов можно записать в виде:

$$\tau_{1,2}^{-1} = \frac{1}{2}(a_{11} + a_{22}) \pm \frac{1}{2}\sqrt{(a_{11} - a_{22})^2 + 4a_{12}a_{21}}, \quad (4)$$

где $a_{11} = k_{12} + k_{21}$; $a_{12} = k_{21}$; $a_{22} = k_{23} + k_{32}$; $a_{21} = k_{32}$.

Взаимосвязь наблюдаемых процессов характеризуют элементы a_{12} и a_{21} . Если они равны нулю, то корреляция между процессами отсутствует. В нашем случае условие $a_{12} = a_{21} = 0$ не выполняется, следовательно, процессы 1,2 должны быть связаны.

Расчет распределения по конформационным состояниям выполним с помощью соотношений [5,6]:

$$\frac{c_2}{c_1} = \exp\left(\frac{-\Delta G_{TG-TT}^0}{RT}\right) = \exp\left(\frac{-\Delta H_{TG-TT}^0}{RT}\right) \exp\left(\frac{\Delta S_{TG-TT}^0}{R}\right); \quad (5)$$

$$\frac{c_3}{c_1} = \exp\left(\frac{-\Delta G_{GG-TT}^0}{RT}\right) = \exp\left(\frac{-\Delta H_{GG-TT}^0}{RT}\right) \exp\left(\frac{\Delta S_{GG-TT}^0}{R}\right), \quad (6)$$

где ΔG^0 – разность свободных энтальпий конформеров; ΔH^0 и ΔS^0 – разность в величинах энтальпий и энтропий конформеров.

Разность в величинах энтропии конформеров определяем с учетом степени вырождения – g и числа симметрии – σ по формуле:

$$\Delta S^0 = R \ln \Delta g - R \ln \Delta \sigma, \quad (7)$$

$$\Delta S_{TG-TT}^0 = 17.3 \text{ Дж} \cdot \text{моль}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$$

$$\Delta S_{GG-TT}^0 = 5.8 \text{ Дж} \cdot \text{моль}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$$

Разность энтальпий определяем, используя экспериментальные значения релаксирующей части теплоемкости $\delta C_{ак}$ (табл.2) с помощью уравнения:

$$\Delta H^0 = \sqrt{\delta C_{ак} T \left(\frac{\partial^2 G}{\partial \xi^2} \right)_{PT}} = \sqrt{\delta C_{ак} RT^2 \left(\frac{1}{c_1} + \frac{1}{c_2} \right)}. \quad (8)$$

Результаты расчета показали, что $\Delta H^0 = 3800 \text{ Дж} \cdot \text{моль}^{-1}$.

С помощью результатов расчета концентрации конформеров определены релаксирующие части теплоемкости δC_1 и δC_2 релаксационной силы b_1 и b_2 – 1,2 – (3). Используя полученные значения времен релаксации τ_1 , концентраций конформеров и соотношение (4), рассчитываем значения константы скоростей прямой k_{12} и обратной реакций 1 – (3). Результаты расчета представлены в табл.2.

Таблица 2. Кинетические параметры релаксации и концентрации конформеров в 3,3-диметилпентане

Т, К	203	213	233	243	273
Параметры					
$\delta C_{ак}$, Дж/моль·К	8.0	6.0	5	4	3
C_{TT} , %	44.5	39.2	35.8	34.4	29.0
C_{TG} , %	53.4	58.4	60.9	62.0	65.0
C_{GG} , %	2.1	2.4	3.3	3.6	6.0
$\tau_1 \cdot 10^9$, с	29.5	15.0	4.9	2.9	1.0
$\tau_2 \cdot 10^9$, с	75.5	37.0	12.1	8.1	3.3
δC_1 , Дж/моль·К	6.8	6.1	4.9	4.4	3.3
δC_2 , Дж/моль·К	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6
$b_1 \cdot 10^3$	11.0	9.6	7.4	6.4	4.4
$b_2 \cdot 10^4$	9.7	9.5	9.1	8.8	8.0
$k_{12} \cdot 10^{-6}$, с ⁻¹	12.4	22.6	60.1	83.0	175.6

Из таблицы 2 следует, что значения δC_1 и b_1 уменьшаются с ростом температуры, а δC_2 и b_2 в пределах ошибки эксперимента зависимость от температуры не обнаруживают. Значения $b_1 \gg b_2$. Можно заключить, что в исследованном интервале температур основной вклад в поглощение звука вносит реакция 1 – (3), т.е. реакции 2,3 – (3) не оказывают существенного влияния на наблюдаемый релаксационный процесс.

Согласно теории констант скоростей реакций, развитой в [3] для неидеальных систем, константа скорости реакции равна:

$$k = \chi \frac{4\pi e k_B T}{h} \cdot \exp\left(\frac{\Delta S^\ddagger}{R}\right) \cdot \exp\left(-\frac{\Delta H^\ddagger}{RT}\right), \quad (9)$$

где χ - трансмиссионный коэффициент реакции 1- (3),
 $\Delta S^\ddagger$ и $\Delta H^\ddagger$ - энтропия и энтальпия активации реакции,
 k_B - постоянная Больцмана,
 h - постоянная Планка.

По тангенсу угла наклона зависимости $\ln(kT^1) = f(T^1)$ определим энтальпии активации прямой и обратной реакций. Для определения энтропии активации, примем, что при температуре плавления изоалканов свободная энтальпия активации $\Delta G^\ddagger = 0$ и, следовательно, $\Delta H^\ddagger = T_{пл} \Delta S^\ddagger$. Определяем $\Delta S^\ddagger$ и с помощью выражения (9) значения трансмиссионного коэффициента χ . Затем, воспользовавшись выражением [3]:

$$\chi = \frac{1}{2} \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\Delta E^+}{RB}\right)^2\right], \quad (10)$$

где $B = T_{пл}$ - колебательная температура активного комплекса, определяем значение ΔE^+ - флуктуации текущей энергии возбуждения, в результате которой в активном комплексе возникает переходное состояние и колебательную частоту релаксационного центра активного комплекса $\nu^\ddagger$.

По аналогичной схеме проанализированы акустические спектры и рассчитаны параметры поворотной-изомерной релаксации для 3-метилгексана, 3-метилпентана, 2,3,4-триметилпентана и 2-метилоктана. Результаты расчетов приведены в табл.3.

Таблица 3. Термодинамические параметры поворотной-изомерной релаксации в предельных разветвленных углеводородах

Вещество	$\Delta H^\ddagger$ Дж/моль·К	$\Delta S^\ddagger$ Дж/моль·К	$\chi \cdot 10^{10}$	$\Delta E^+/RB$	$\nu^\ddagger$, см ⁻¹
3,3-диметилпентан	17,1	226	5	6	95
3-метилгексан	15,3	99	81	6	107
3-метилгептан	16,9	111	41	6	106
2,3,4-триметилпентан	14,6	89	25	6	114
2-метилоктан	12,3	64	11000	5	135

Из таблицы 3 следует, что отношение $\Delta E^+/RB$ для изученных углеводородов близко к шести (для 2-метилоктана к пяти). Можно предположить, что переходное состояние возникает в разветвленных углеводородах, когда в активном комплексе сосредоточивается энергия порядка шести фононов антипараллельных трансляционных или крутильных колебаний с частотой $\nu^\ddagger$.

Механизмы структурной релаксации в исследованных разветвленных углеводородах будут рассмотрены в следующих публикациях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ашеко А.А., Сперкач В.С., Стрельцина А.К. Акустические спектры некоторых предельных углеводородов с разветвленной цепью. Вісник Харківського університету, 1999, №453, с.43-47.
2. Назарова А., Овлякулиев Б. О методе обработки сложного акустического спектра на ЭВМ. М.: ВЗМИ, 1982, №3, с.124-128.
3. Шапаронов М.И. Механизмы быстрых процессов в жидкостях. М.: Высшая школа, 1980., - 352 с.
4. Бауэр Г. Феноменологическая теория релаксационных явлений в газах. В кн.: Физическая акустика. М.: Мир, 1988, с.61-154.
5. Петров А.А. Стереохимия насыщенных углеводородов. М.: Наука, 1981.- 254 с.
6. Конформационный анализ углеводородов и их производных. Под ред. Арбузова Б.А. М.: Наука, 1990, -296 с.

ROTATION-ISOMERIC RELAXATION IN SOME BRANCHED HYDROCARBON

A.A. Asheko, V.S. Sperkach *

Kharkov National University, 61077, Kharkov, Svoboda square, 4

*Kiyev National University, 252017, Kiyev, Vladimirska str., 60

The analysis of acoustic spectrum of saturated branched hydrocarbons showed that frequency dependence of sound absorption can be described by equation with one or two relaxation times. Low frequency region of acoustic relaxation in considered objects is caused by isomer-rotation transformation. The mechanisms of isomer-rotation transformation are considered. The kinetic and thermodynamic parameters of isomer-rotation transformation are determined.

KEY WORDS: acoustic absorption, sound propagation velocity, acoustic relaxation, relaxation power

УДК 537.534

МОДИФИЦИРОВАННЫЙ ПЛАЗМЕННЫЙ ИСТОЧНИК ЭЛЕКТРОНОВ

В.Н. Бориско, А.В. Маслов, А.А. Петрушеня, И.А. Рудая

Харьковский Национальный Университет, Физико-технический факультет,
Украина, 61108, Харьков, пр. Курчатова 31.
Поступила в редакцию 11 января 2000 г.

В данной работе экспериментально исследована возможность увеличения эффективности извлечения пучков из широкоапертурного плазменного источника электронов пеннинговского типа. Определены оптимальные значения внешних параметров источника и способы управления пучком электронов путем изменения разности потенциалов между катодами.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: электрон, плазма, дрейфовая неустойчивость, разряд.

В настоящее время интерес к плазменным источникам электронов обусловлен расширением применений электронных пучков в различных технологических процессах, связанных с обработкой тонкопленочных структур. Такие источники надежно работают в тяжелых вакуумных условиях, определяемых агрессивной газовой средой, интенсивной бомбардировкой катодов, а также периодическими контактами с атмосферой [1,2]. Из большого числа систем с газоразрядными катодами в технологических плазменных источниках электронов наиболее широкое применение находят устройства на основе отражательного разряда с продольным извлечением электронов [3]. Это обусловлено тем обстоятельством, что отбор электронов из плазмы такого разряда и формирование пучка удобно осуществлять вдоль силовых линий магнитного поля через катодные отверстия.

В данной работе, которая является продолжением работы [4], приведены результаты экспериментального исследования широкоапертурного источника электронов, в котором в качестве эмиттера используется газоразрядная плазма электрически несимметричного отражательного разряда.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследование плазменного источника электронов, выполненного на базе отражательного разряда, осуществлялось на устройстве, схематично изображенном на рис. 1. Внутри вакуумной камеры 5 была расположена пеннинговская система электродов. Цилиндрические анодная секция и отражательные электроды были изготовлены из нержавеющей стали с внутренним диаметром 8 см. Длина анода 3 составляла 12 см, а отражательных электродов 1 и 2 - 4 см. Отражательные электроды были расположены на расстоянии 4 см от анода. Общая длина разрядного промежутка составляла 29 см.

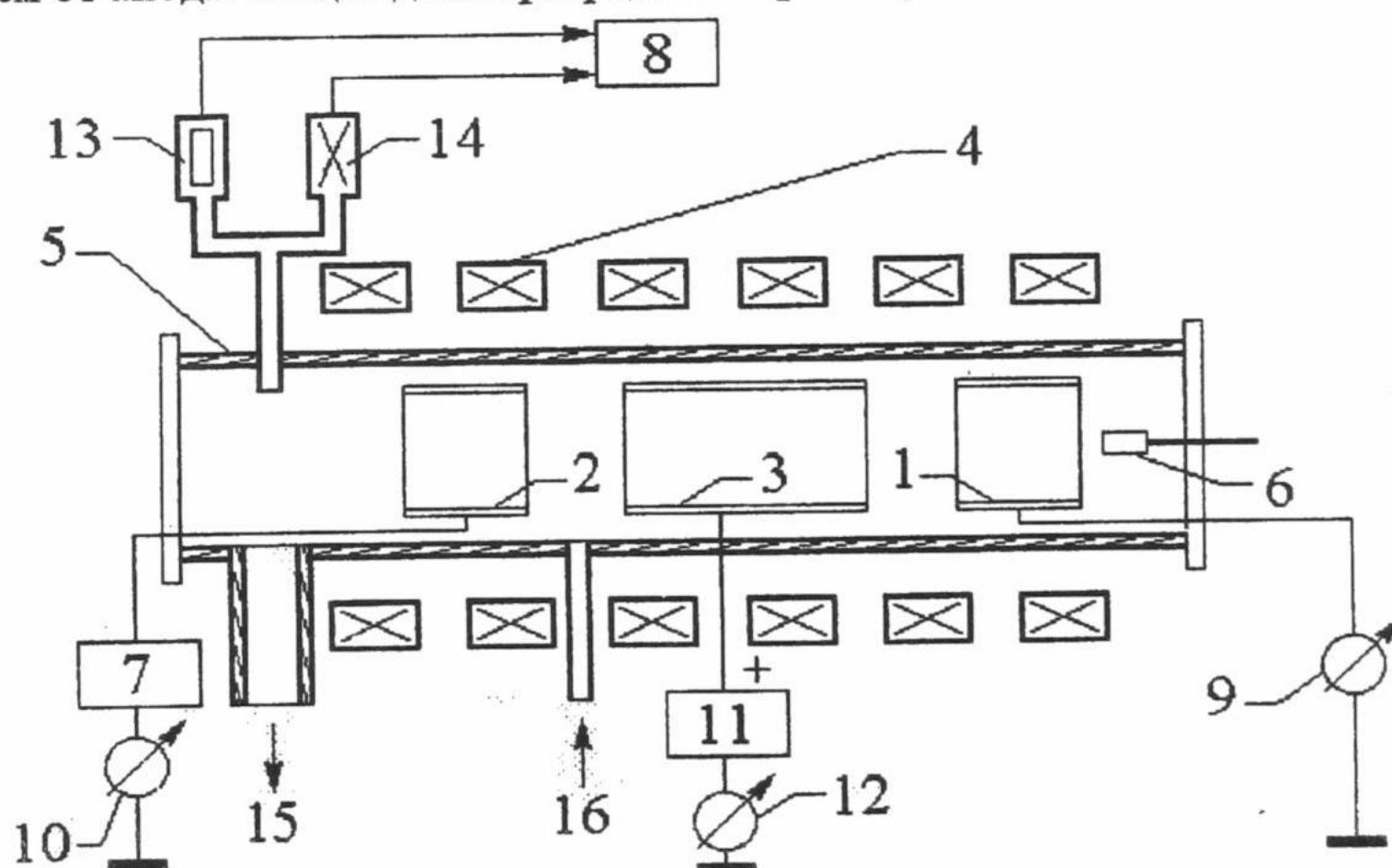


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

1,2 - катоды; 3 - анод; 4 - магнитная система; 5 - вакуумная камера; 6 - энергоанализатор; 7 - блок питания; 8 - вакуумметр; 9,10,12 - миллиамперметры; 11 - блок питания разряда; 13 - термопарный манометрический преобразователь; 14 - ионизационный манометрический преобразователь; 15 - откачка; 16 - напуск газа.

Система электропитания позволяла измерять постоянную и переменную составляющие тока в цепи каждого электрода и обеспечивала диапазон разрядных токов от 100 мкА до 300 мА при падении напряжения на разряде от 0 до 10 кВ. Потенциал отражательного электрода 1 устанавливался равным потенциалу земли, а на отражательном электроде 2 в ходе проведения экспериментов потенциал изменялся

в пределах от -600 В до +600 В. На анод подавался положительный потенциал. Диапазон изменения напряженности внешнего магнитного поля по оси системы составлял 0 - 1 кЭ. Вакуумная камера откачивалась до остаточного давления, которое не превышало $5 \cdot 10^{-6}$ мм.рт.ст. В качестве рабочего газа использовался азот, воздух, аргон.

Эксперименты проводились в стационарном режиме горения разряда при давлении рабочего газа $P = (1-10) \cdot 10^{-5}$ мм.рт.ст., падении напряжения на разряде $U_a = 0,5 - 3$ кВ и разрядных токах 1 - 30 мА. Параметры плазмы определялись из зондовых измерений, а энергетические спектры и радиальное распределение заряженных частиц - электростатическим энергоанализатором 6. Волновые процессы, протекающие в плазме, исследовались цилиндрическими зондами, которые находились под "плавающим" потенциалом и нагружались на емкостной делитель, обладающий высоким импедансом в данном диапазоне частот.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Для более рационального использования разряда Пеннинга в качестве плазменного источника электронов были проведены исследования по выяснению влияния электрической несимметрии разряда на эффективность извлечения пучка электронов. С этой целью были проведены измерения зависимости потока заряженных частиц как на разрядные электроды устройства, так и на величину тока эжектируемого пучка электронов от разности потенциалов между катодами (рис. 2). Как видно из рисунка

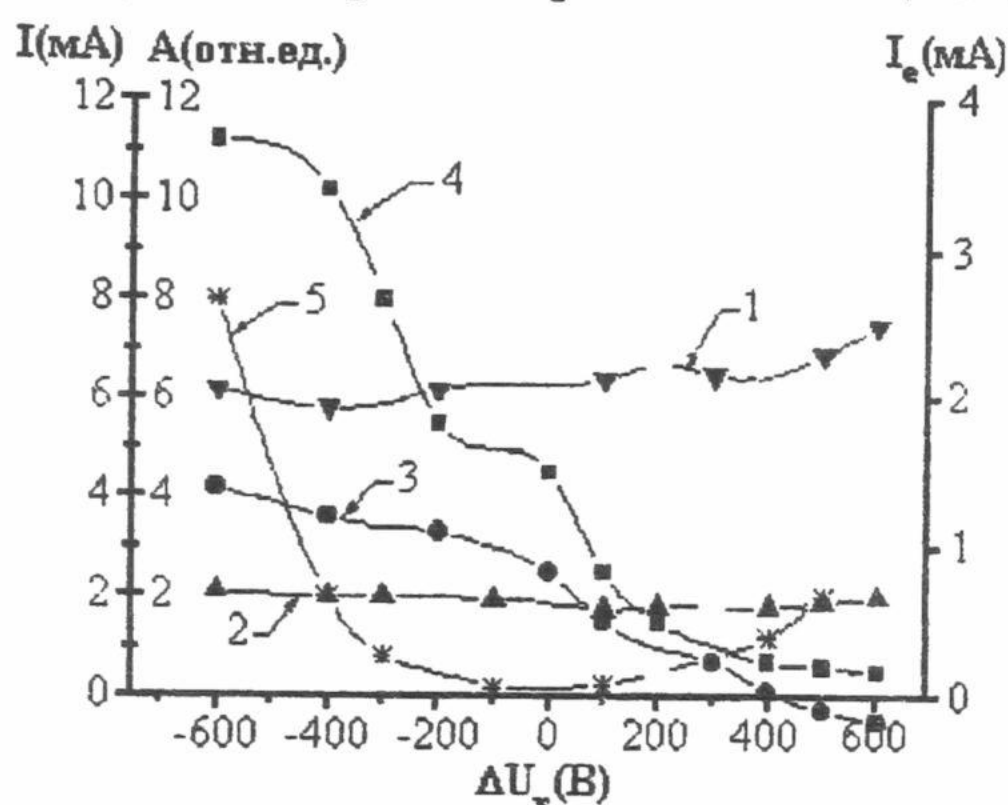


Рис. 2. Зависимости токов пучка электронов (4), потока заряженных частиц на отражательные электроды (2,3), разрядного тока (1) и амплитуды дрейфовых колебаний, возбуждаемых в источнике (5), от разности потенциалов между катодами ΔU_k .

$P = 3 \cdot 10^{-5}$ мм.рт.ст., $H_0 = 600$ э, $U_a = 1,5$ кВ. 2 - ток на катод 1, 3 - ток на катод 2.

величина разрядного тока (кривая 1) и тока на заземленный отражательный электрод (кривая 2) практически не зависят от разности потенциалов между катодами. Однако при этом наблюдается сильная зависимость величины тока электронов, покидающих разряд вдоль силовых линий магнитного поля (кривая 4). Поскольку в таких системах образование электронов с аномально большой энергией связано с возбуждением в области анодного слоя разряда высокочастотных колебаний, то на данном рисунке приведена также зависимость изменения амплитуды возбуждаемых колебаний с частотой 12 МГц от разности потенциалов между катодами. Видно, что возрастание амплитуды колебаний при увеличении величины отрицательного потенциала на катоде 2 сопровождается увеличением тока пучка электронов.

Существует еще один возможный механизм повышения эффективности извлечения электронов из разряда такого типа, который обусловлен созданием неоднородной плазмы с повышенной плотностью в области эмиттерного катода [2]. С этой целью были проведены измерения распределения плотности плазмы вдоль оси системы для различных значений разности потенциалов ΔU_k между катодами (рис. 3). Видно, что в области эмиттерного катода наблюдается увеличение плотности плазмы, а в области противоположного катода - ее уменьшение. Энергетические спектры электронов, приведенные на рис. 4,

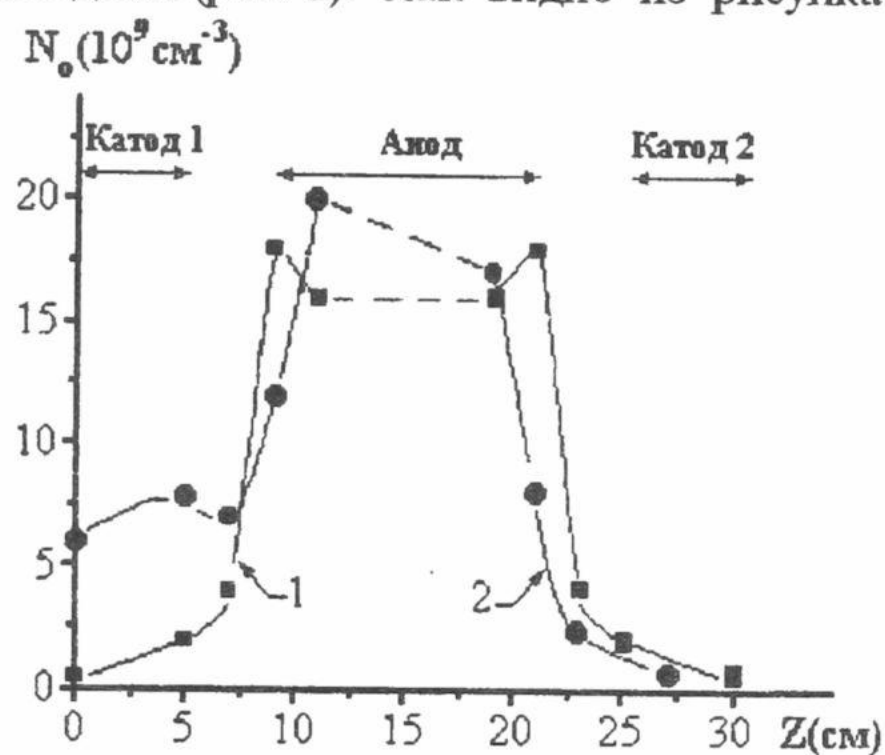


Рис. 3. Распределение плотности плазмы по оси источника.

$P = 3 \cdot 10^{-5}$ мм.рт.ст., $H_0 = 600$ э, $U_a = 1,5$ кВ.

1 - $\Delta U_k = 0$ В, 2 - $\Delta U_k = -500$ В.

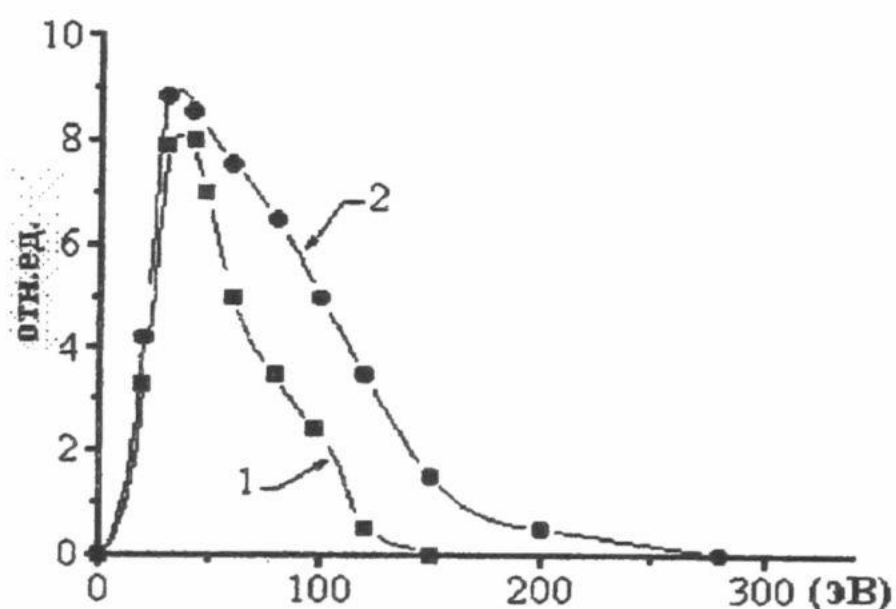


Рис. 4. Энергетические спектры электронов.

$P = 3 \cdot 10^{-5}$ мм.рт.ст., $H_0 = 600$ э, $U_a = 1,5$ кВ.

1 - $\Delta U_k = 0$ В, 2 - $\Delta U_k = -500$ В.

свидетельствуют об увеличении разброса по энергиям частиц в случае наличия электрической несимметрии разряда. Исследования оптимальных разрядных характеристик источника приведены на рис. 5 - 6. Хорошо видно, что при различном включении разряда зависимости разрядных токов как от напряженности внешнего магнитного поля, так и от величины анодного напряжения практически совпадают. Однако наблюдается существенное различие в токах эжектируемых пучков электронов.

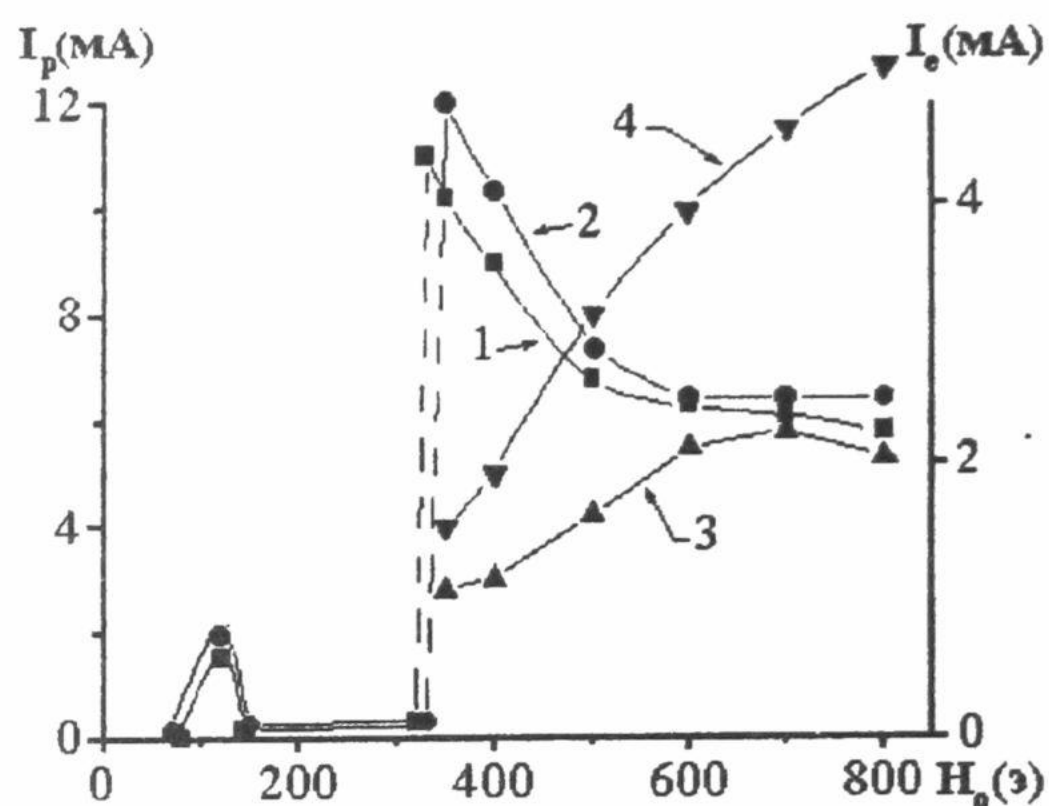


Рис. 5. Зависимости разрядного тока (1,2) и тока пучка электронов (3,4) от напряженности магнитного поля. $P = 3 \cdot 10^{-5}$ мм.рт.ст., $U_a = 1,5$ кВ. 1 - $\Delta U_k = 0$ В, 2 - $\Delta U_k = -500$ В.

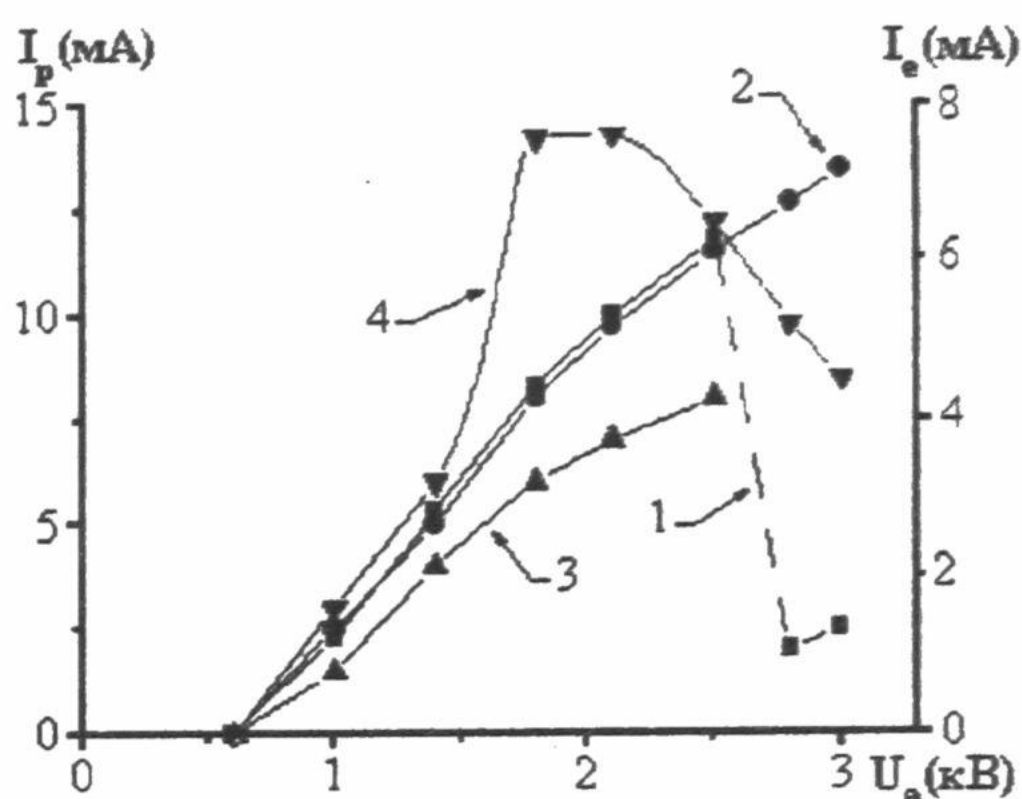


Рис. 6. Зависимости разрядного тока (1,2) и тока пучка электронов (3,4) от анодного напряжения. $P = 3 \cdot 10^{-5}$ мм.рт.ст., $H_0 = 600$ э., 1 - $\Delta U_k = 0$ В, 2 - $\Delta U_k = -500$ В.

Следует отметить, что при использовании источника электронов на основе отражательного разряда с плоскими катодами разрядный и извлеченный токи зависят от разности потенциалов между катодами [1]. Однако в исследуемом источнике электронов зависимости величины разрядного тока от разности потенциалов между катодами не наблюдалось. Возможной причиной такого отличия является использование в качестве отражательных электродов полых цилиндров.

ВЫВОДЫ

Исследовано влияние электрической несимметрии на работу плазменного источника электронов пеннинговского типа. Проведен сравнительный анализ эффективности извлечения пучков электронов из источника в случае применения электрически симметричной и несимметричной плазмообразующих ступеней. Экспериментально исследованы способы управления интенсивностью эжектируемого пучка электронов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ю.Е. Крендель. Плазменные источники электронов. М. Атомиздат, 1977, 144 с.
2. М.А. Завьялов, Ю.Е. Крендель, А.А. Новиков, Л.П. Шаптурин. Плазменные процессы в технологических электронных пушках. М. Энергоатомиздат, 1989, 256 с.
3. R.E. Lundren, C. Susskind, J.R. Wodyard. Application of cold-cathode parallel devices. IRE Trans. Electron Devices, 1961, № 11, p. 489 - 495.
4. В.Н. Бориско, А.А. Петрушеня, М.В. Сосипатров. Технологический плазменный источник электронов. Вопросы атомной науки и техники, в. 2 (10), Харьков, 1999, с. 15 - 20.

MODIFIED PLASMA SOURCE OF ELECTRONS V.N. Borisko, A.V. Maslow, A.A. Petrushenya, I.A. Rudaya

Kharkov National University, Department of Physics and Technology, 31 Kurchatov Ave., 61108, Kharkov, Ukraine.

In this paper the possibility of increasing efficiency of extraction of electron beams from wide-aperture penning source of electrons was experimentally investigated. The optimal values of external parameters of the source and methods of controlling of electron beams by changing a difference of potentials between cathodes were determined.

KEY WORDS: electron, plasma, drift instability, discharge.

УДК 539.16.04:577.37

ПРОЕКТ ВЫСОКОВОЛЬТНОГО МНОГОФАЗНОГО ТРАНСФОРМАТОРНОГО УСКОРИТЕЛЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Г.А. Кривоносов¹, Д. С. Мельников², Н. В. Найдёнов³, Н.А. Хижняк¹

1. Институт плазменной электроники и новых методов ускорения, 61108, Харьков, ул. Академическая 1,
2. Общество с ограниченной ответственностью фирма «ГАК», г. Харьков, ул. И. Гаркуши 1/8,
gak@kpi.kharkov.ua, 3. Акционерное общество закрытого типа научно-производственная компания
«ЭЛЕТЕКС», 63140, г. Харьков, пр. Гагарина, 98, E-mail: eletekx@online.kharkov.ua

Поступила в редакцию 6 января 2000 г.

В предложенном проекте рассматривается высоковольтный многофазный трансформаторный ускоритель заряженных частиц. Он содержит потенциальный экран, под которым расположена аппаратура для питания источника заряженных частиц, ускоряющую трубку, высоковольтный многофазный трансформатор с выпрямительным блоком, делитель напряжения. С целью уменьшения массогабаритных показателей и увеличения КПД ускоритель питается от многофазного высокочастотного (3 – 7 кГц) преобразователя электрической энергии.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: высоковольтный многофазный трансформатор, ускоряющая трубка, источник заряженных частиц.

Использование высокоэнергетичных пучков заряженных частиц большой мощности в различных отраслях науки и техники предъявляет к высоковольтным многофазным трансформаторным установкам требования, связанные со снижением массогабаритных показателей. Известна высоковольтная трёхфазная трансформаторная ускоряющая установка [1], которая содержит трёхфазный трансформатор с пространственно-симметричным магнитопроводом, на котором расположены первичные и секционированные вторичные обмотки. При этом выводы вторичных обмоток соединены с высоковольтными выводами выпрямительных блоков, расположенными симметрично и параллельно осям симметрии обмоток трансформатора. Вследствие значительных магнитных полей рассеяния, ускорительная трубка в установке располагается отдельно от трансформатора, что существенно увеличивает габариты и вес всего устройства, а также снижает его удельную мощность. В работе [2] описана установка, в которой в качестве силового устройства выбран трёхфазный трансформатор с пространственно-симметричным магнитопроводом, несущим первичные и секционированные вторичные обмотки. Ярма в данном случае следует изолировать от высоковольтной части ускорителя, что увеличивает массогабаритные показатели установки. Во всех приведенных установках в качестве источника энергопитания используется трёхфазный источник промышленной частоты. Использование источника с повышенной частотой (в пределах до 3 кГц) с целью уменьшения массогабаритных показателей затруднено тем обстоятельством, что при повышенных частотах коэффициент трансформации не превышает 10. Таким образом, при подобных конструкциях магнитопровода с секционированными высоковольтными обмотками возникают осложнения при трансформировании высоковольтного потенциала. В модели [3] магнитопровод выполнен в виде элементарных магнитопроводов, изолированных друг от друга. Применение источника энергопитания с повышенной частотой в данном случае позволит выполнить малогабаритную высоковольтную трансформаторную ускоряющую установку. Однако такая конструкция устройства не позволит выполнить ускоритель большой мощности (свыше 500 кВА) из-за возникающих при повышенной частоте паразитных ёмкостей, приводящих к снижению КПД. Задача улучшения массогабаритных показателей и повышения удельной мощности решается в [4]. В настоящей работе рассматривается вариант возможного выполнения высоковольтной многофазной трансформаторной ускоряющей установки большой мощности (больше 1 МВА).

ОПИСАНИЕ УСТРОЙСТВА

Проект высоковольтного многофазного трансформаторного ускорителя заряженных частиц содержит многофазный трансформатор, число фаз которого равно количеству колонн (для упрощения на рис. 1 показаны две колонны), состоящих из $n \geq 2$ элементарных магнитопроводов 8, выполненных в виде тороида. На каждом элементарном магнитопроводе расположены высоковольтная 10 и две промежуточные 4 обмотки. Заметим, что на первом магнитопроводе одна из промежуточных обмоток выполняет функцию первичной обмотки 9, а на последнем магнитопроводе вторая промежуточная обмотка выполняет функцию вторичной обмотки 3. Для передачи электрической энергии следующей ступени трансформатора промежуточные обмотки соединены между собой попарно. Высоковольтные обмотки 10 своими выводами подключены к выпрямительным блокам 5, расположенным симметрично

заземлен, а другой подключен к потенциальному экрану 1 и источнику заряженных частиц 2, распо-

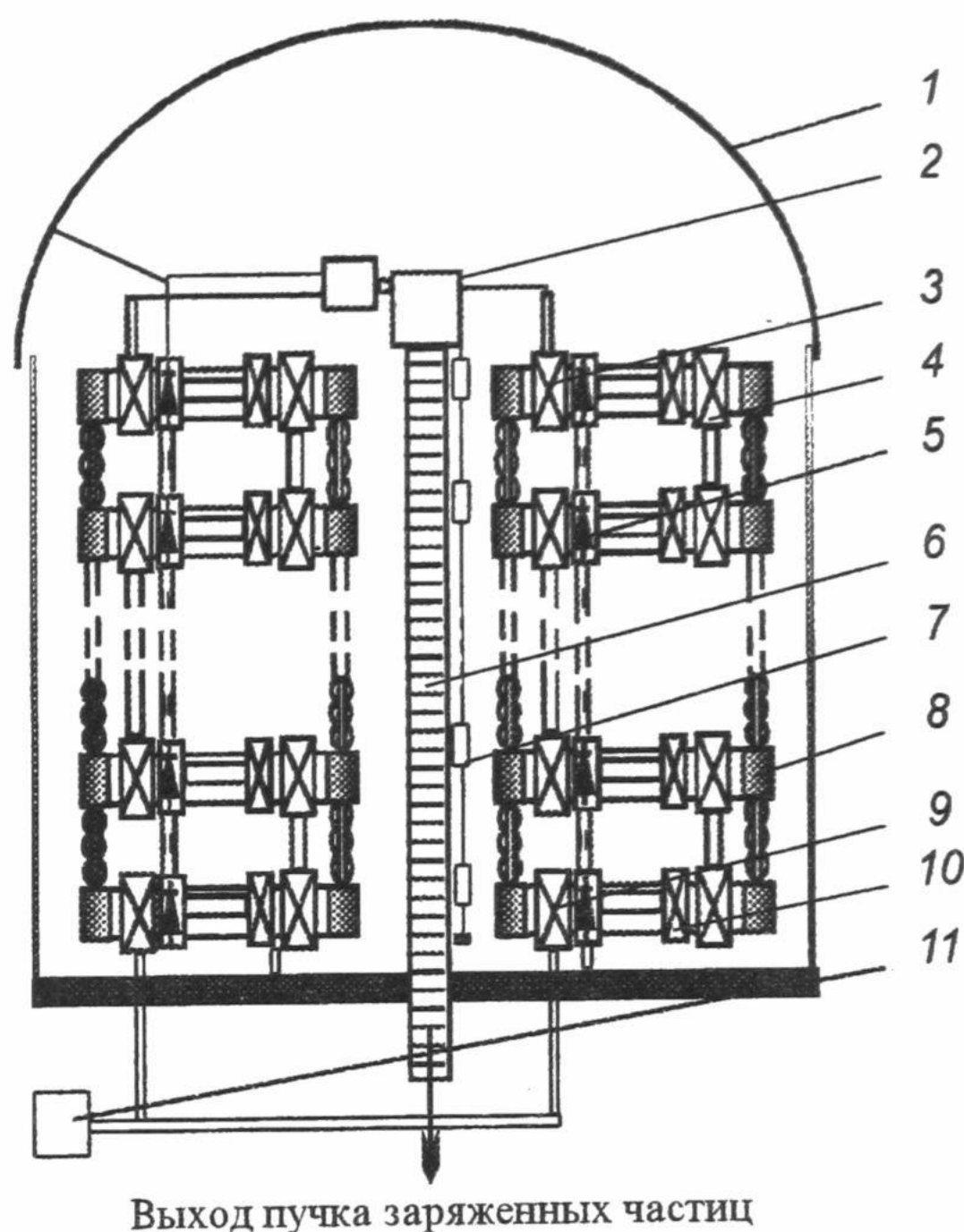


Рис.1. Высоковольтный многофазный трансформаторный ускоритель заряженных частиц: 1 – потенциальный экран, 2 – источник заряженных частиц, 3 – вторичная обмотка, 4 – промежуточная обмотка, 5 – выпрямительный блок, 6 – ускорительная трубка, 7 – делитель напряжения, 8 – магнитопровод, 9 – первичная обмотка, 10 – высоковольтная обмотка, 11 – преобразователь напряжения.

женному на входе ускорительной трубки 6. По оси устройства находится ускорительная трубка 6 вместе с делителем напряжения 7. На первичные обмотки подается переменное многофазное электрическое напряжение от преобразователя 11.

РАБОТА УСТРОЙСТВА

Переменное напряжение промышленной частоты преобразователем 11 (рис.2) трансформируется в высокое многофазное напряжение повышенной частоты (в пределах от 5 до 9 кГц [3]) и подается на первичные обмотки высоковольтного многофазного трансформатора. Индуцированный магнитный поток в магнитопроводах 8 возбуждает в высоковольтных и промежуточных обмотках переменную ЭДС. Сформированное высокое переменное напряжение выпрямляется выпрямительными блоками 5, фиксируя повышенный потенциал на вышерасположенных блоках и вторых магнитопроводах в каждой колонне. Установившийся переменный ток в промежуточных обмотках первых и вторых магнитопроводах образует магнитный поток во вторых магнитопроводах, который в свою очередь вызывает переменное ЭДС в обмотках, охватывающих его. Переменный ток в последующей паре промежуточных обмоток создает магнитный поток в третьих магнитопроводах, а он в свою очередь наводит ЭДС как в последующей паре промежуточных обмоток, так и в высоковольтных обмотках, а выпрямительные блоки фиксируют очередной уровень высокого потенциала. Подобным образом в последующих магнитопроводах протекают процессы аналогичные рассмотренным в предыдущем. Процесс передачи электрической энергии продолжается до последнего магнитопровода, в котором магнитный поток индуцирует во вторичной обмотке 3 переменную ЭДС. Напряжение постоянного электрического тока, зафиксированное выпрямительными блоками, подается на потенциальный экран 1, на входы ускорительной трубки 2 и делитель напряжения 7. Делитель напряжения осуществляет равномерное распределение электрического потенциала вдоль колонн и ускорительной трубки, а также служит для стекания токов проводимости. Электрическая изоляция между магнитопроводами осуществляется упорами из электроизолятора и электроизоляцией в промежуточных обмотках. Применение многофазного (возможно семи и больше) трансформатора позволяет линейно наращивать мощность в пучке, отказаться от сглаживающих фильтров в выпрямительных блоках при отсутствии

мощность в пучке, отказаться от сглаживающих фильтров в выпрямительных блоках при отсутствии значительных пульсаций в пучке.

Как показано в [4] возможно применение различных способов размещения друг относительно друга элементарных магнитопроводов с обмотками. Если в качестве материала для магнитопроводов используется трансформаторное железо, то с точки зрения технологии, первичные и вторичные обмотки удобней располагать попарно соответственно на первых и последних элементарных магнитопроводах колонн. В случае выполнения магнитопровода из феррита наиболее рационально

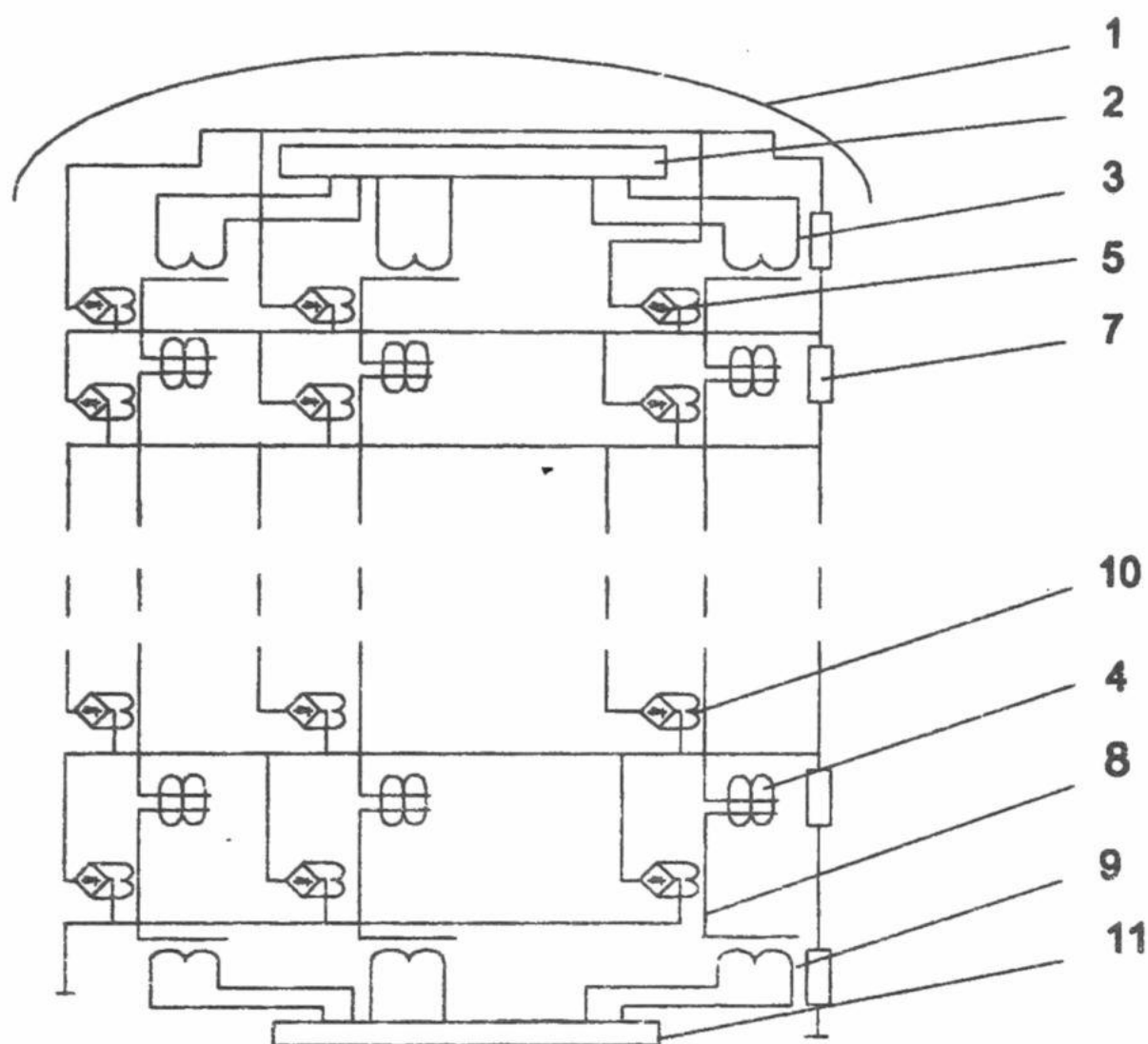


Рис. 2. Принципиальная электрическая схема высоковольтного трёхфазного ускорителя заряженных частиц (обозначения см. на рис. 1).

использовать элементарный магнитопровод в форме тороида, а первичные и вторичные обмотки располагать соответственно на одном первом и последнем магнитопроводах. Частоту питания электрической энергии следует увеличить до 20 кГц. С целью уменьшения массогабаритных характеристик всё устройство следует поместить в жидкий изолятор или в элегаз.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Авторское свидетельство СССР № 500719, кл. Н 05 Н 5/00, 1973.
2. Авторское свидетельство СССР № 698480, кл. Н 05 Н 5/00, 1978.
3. Г.А. Кривонос, Н.В. Найдёнов, Н.А. Хижняк "Модель высоковольтной трансформаторной ускоряющей установки", Вісник Харківського університету, № 463, серія фізична "Ядра, частинки, поля", 1999, вип. 4, с. 83.
4. Г.А. Кривонос "Электромагнитное устройство Кривоносова", Патент РФ № 2041515, 28.12.1992.
5. Г.А. Кривонос, В.Н. Сокол, "Высоковольтная многофазная трансформаторная ускоряющая установка". Бил. Промислова Власність, №7-1, с. 2.113

THE PROJECT OF THE HIGH-VOLTAGE MULTIPHASE TRANSFORMER ACCELERATOR OF THE CHARGED PARTICLES

G.A. Krivonosov¹, D.S. Melnikov², N.V. Naidyonov³, N.A. Khizhnaik¹

1. Institute of plasma electronics and new methods of acceleration, 310108, Kharkov, street. Academic, 1, 2. LTD. firm «GAK», Kharkov, street. I. Garkushi 1/8, E-mail, gak@kipt.kharkov.ua 3. Joint-stock company of the closed type the research-and-production company «ELETEX», 31040, Kharkov, av. Gagarin, 98, E-mail: eletex@online.kharkov.ua,

The high-voltage multiphase transformer accelerator of charged particles is considered in this project. It contains the potential screen, under which the equipment for feeding of the source of charged particles is placed, the accelerating tube, the high-voltage multiphase transformer with rectifier, and the high-voltage divider. To reduce of mass and size parameters and to increase of efficiency with multiphase high-frequency (3 - 7 kHz) converter of electrical energy.

KEY WORDS: the multiphase high-voltage transformer, accelerating tube, source of the charged particles.

ХАРЬКОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ
ЛАБОРАТОРИЯ ПРИКЛАДНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ
И КОМПЬЮТЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

ПРЕДЛАГАЕТ

Экспресс-проектирование и изготовление электронных приборов, информационно-измерительных систем, управляющих устройств, средств сопряжения научного, учебного, технологического оборудования с компьютерами любых платформ и программного обеспечения к ним.

НОВИНКА!

Компьютеризированные учебные приборы и лабораторные работы для средних школ и высших учебных заведений.

Сервисное сопровождение всех разработок.

Контактный телефон: (0572) 35-25-66

E-mail: nickst@ftf.univer.kipt.kharkov.ua

Збірник наукових робіт

«Вісник Харківського університету», № 469

серія фізична «Ядра, частинки, поля», 2000, вип.1 /9/

Підписано до друку 11.02.2000

Формат 60 × 84 1/8

Умов. друк. арк. 10,20 4-00

Облік.-вид. арк. 9,49

Тираж 300.

310077, Харків, пл. Свободи, 4, Харківський національний університет
Видавничий центр ХДУ. Різо ХДУ

ПРАВИЛА ДЛЯ АВТОРІВ

До редакції подається рукопис обсягом не менше 3 сторінок українською, російською або англійською мовами в двох примірниках з направленням установи і експертним висновком. Рукописи, які подаються до редакції, мають точно відповідати таким вимогам.

Текст друкується на білих аркушах формату А4 через один інтервал з високою якістю друку, придатною для фотокопіювання (рекомендується лазерний принтер). Застосовується редактор MS Word, шрифт Times New Roman (Cyr), розмір шрифту 10 pt., вирівнювання тексту по ширині. Поля справа і зліва по 2 см, зверху 3 см, знизу 2 см. Сторінки нумеруються послідовно на зворотному боці аркуша олівцем. Математичні та хімічні символи, рівняння і формули вводяться до тексту статті за допомогою комп'ютерної техніки. Рисунки в повністю придатному до репродукції вигляді вставляються до тексту в межах площі сторінки, вказаної вище. Рисунки виготовляються з використанням комп'ютерної техніки або виконуються тушшю на білому папері з друкованими цифрами і літерами на осях. Усі написи на рисунках та осях друкуються шрифтом не меншим за 8 pt. Підписи під рисунками друкуються шрифтом 9 pt. Формули, таблиці й рисунки нумеруються послідовно арабськими цифрами, наприклад: (1); Табл. 1; Рис. 1.

Послідовність розміщення матеріалу.

На першій сторінці зверху пропускаються два рядки; на третьому рядку в лівому верхньому куті друкується УДК (курсив, 9 pt.). Потім після пропуску одного рядка розміщується назва статті (прямий напівжирний шрифт, 12 pt., всі літери прописні, вирівнювання по центру). Після пропуску одного рядка друкуються ініціали та прізвища авторів (прямий напівжирний шрифт, 12 pt., вирівнювання по центру). У наступному рядку друкуються повні назви й адреси організацій авторів (шрифт курсив, 9 pt., вирівнювання по центру). Адреса електронної пошти друкується за бажанням авторів. Якщо організацій декілька, то для визначення авторів та організацій слід застосовувати виноски зірочкою або цифрами. У наступному рядку друкується дата надходження статті до редакції: число – цифрами, місяць – прописом, рік – цифрами (шрифт прямий, 9 pt., вирівнювання по центру).

Після пропуску одного рядка друкується реферат статті, 5-10 рядків, з коротким викладенням методичних підходів, запропонованих в роботі, та основних результатів. Слово “реферат” не друкується. Для тексту реферату застосовується прямий шрифт розміром 9 pt. У наступному рядку друкується 5-8 ключових слів (шрифт 9 pt.). Заголовок “**КЛЮЧОВІ СЛОВА:**” друкується прописом на тому ж рядку, що й ключові слова і виділяється напівжирним шрифтом. Текст реферату і ключові слова мають ширину на 1 см меншу, ніж основний текст (по 0,5 см з кожного боку).

Далі після пропуску одного рядка друкується основний текст статті. Абзаци починаються з червоного рядка (0,75 см). Рекомендується розбиття статті на такі розділи: вступ (назва цього розділу не друкується), **МАТЕРІАЛИ І МЕТОДИ** (обов'язково для експериментальних робіт), **РЕЗУЛЬТАТИ Й ОБГОВОРЕННЯ**, **ВИСНОВКИ**. Для теоретичних робіт передбачається більш вільне розташування матеріалу, наприклад, замість розділу **МАТЕРІАЛИ І МЕТОДИ** рекомендуються розділи **ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ**, **МОДЕЛЬ** та ін. Розділи не нумеруються, в назвах розділів усі літери прописні й виділяються напівжирним шрифтом, вирівнювання по центру. При необхідності розділи поділяються на підрозділи. Назви підрозділів друкується з великої літери і виділяються напівжирним шрифтом, вирівнювання по центру. Після кожного розділу або підрозділу йде один пустий рядок.

У кінці тексту статті після пропуску одного рядка, якщо потрібно, наводиться назва фонду, який фінансував роботу, і номер гранту.

Використані в роботі літературні джерела нумеруються в порядку цитування в тексті, номер посилання друкується в квадратних дужках. Не допускаються посилання на неопубліковані роботи. Список літератури (шрифт 9 pt.) розміщується одразу за основним текстом статті й виділяється як розділ **СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ**.

Після списку літератури до статті додається реферат англійською мовою. Після пропуску одного рядка дається назва статті прописом, шрифт прямий 10 pt., напівжирний, вирівнювання по центру. У наступному рядку — ініціали та прізвища авторів, шрифт прямий 10 pt., напівжирний, вирівнювання по центру. У наступному рядку друкується повна назва організації та її адреса (курсив 9 pt., вирівнювання по центру). Після пропуску одного рядка вміщується текст реферату (шрифт прямий 9 pt., вирівнювання по ширині, без червоного рядка). У наступному рядку після слів “**KEY WORDS:**” (прописом, шрифт прямий напівжирний, 9 pt.) вміщуються ключові слова (шрифт прямий 9 pt., вирівнювання по ширині).

Один примірник рукопису має бути підписаний на зворотному боці аркуша усіма авторами.

Рукописи, оформлені не у відповідності до наведених правил, не розглядатимуться.