сти $\dot{T}_g$ в первом импульсе, что и наблюдается в эксперименте. С увеличением t_d концентрация метастабильных молекул азота после окончания первого импульса за время $\sim 10^{-4}$ с уменьшается на порядок величины. Соответственно и скорость нагрева газа падает (см. рис. 3).

Таким образом, в работе показано, что при больших значениях приведенного электрического поля E/N одним из основных механизмов, вызывающих нагрев газа в свободно локализованном СВЧ-разряде в сфокусированном пучке, является тушение долгоживущих электронно-возбужденных состояний молекул азота.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Батанов Г. М., Грицинин С. И., Коссый И. А. и др.//Тр. ФИАН. 1985. 160. С. 174. [2] Мнацаканян А. Х., Найдис Г. В.//ТВТ. 1985. 23, № 4. С. 640. [3] Boeuf J. P., Kunhardt E. E.//J. Appl. Phys. 1986. 60, N 3. P. 915. [4] Бердышев А. В., Вихарев А. О., Гитлин М. С. и др.//ТВТ. 1988. 26, № 4. С. 661. [5] Русанов В. Д., Фридман А. А. Физика химически активной плазмы. М., 1984. [6] Богатов Н. А., Гитлин М. С., Голубев С. В., Разин С. В. Препринт № 219 ИПФАН СССР. Горький, 1988. [7] Словецкий Д. И. Механизмы химических реакций в неравновесной плазме. М., 1980. [8] Смирнов Б. М. Ионы и возбужденные атомы. М., 1974.

Поступила в редакцию
25.06.90

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1991. Т. 32, № 2

УДК 537.86

ТЕПЛОВЫЕ ШУМЫ ГРАВИТАЦИОННОЙ АНТЕННЫ С ПЬЕЗОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕМ

А. В. Гусев, И. В. Мележников

(ГАИШ)

Теоретически исследованы тепловые шумы в гравитационной антенне с пьезопреобразователем. Расчет шумовых параметров пьезоэлектрического преобразователя выполнен с использованием флуктуационно-диссипативной теоремы и стандартной методики описания шумов в линейных четырехполюсниках. Определены геометрические размеры пьезопластинки, необходимые для обеспечения малой интенсивности избыточных шумов при реактивном импедансе источника.

При разработке комнатных гравитационных антенн с пьезоэлектрическим преобразователем для геофизических исследований [1] необходим подробный анализ тепловых флуктуаций в таких системах. В работах итальянской группы [2] рассматривается вырожденная модель пьезопреобразователя как двухполюсника: $z_{ik}(p)=(pC^{\varepsilon})^{-1}$, где $p=d/dt$, C^{ε} — емкость преобразователя в отсутствие перемещения. Такое описание представляется недостаточно обоснованным при конечных значениях коэффициента электромеханической связи $\gamma_0<1$.

В предлагаемой работе исследованы тепловые шумы и рассчитан коэффициент шума гравитационной антенны с пьезоэлектрическим преобразователем, представимым в виде взаимного линейного четырехполюсника.

Для описания пьезопреобразователя как четырехполюсника используем систему y-параметров, получивших широкое распространение в прикладных исследованиях: $\dot{y}_{11}=j\omega(\dot{k}^E)^{-1}$, $\dot{y}_{12}=\dot{y}_{21}=j\omega d$, $\dot{y}_{22}=j\omega C^{\sigma}$. Здесь $\dot{k}^E=\dot{E}^E S/r$; $\dot{E}^E$ — модуль упругости при разомкнутых обкладках;

S и r — площадь и толщина пластины; d — пьезоэлектрический модуль; $C^\sigma=\varepsilon^\sigma S/r$ — емкость преобразователя в отсутствие внешней силы [3].

В общем случае при учете электрических и механических потерь имеем:

$$\dot{k}^E=k_0^E(1+j\alpha^E),\quad \alpha^E=(\omega/\omega_x)(Q^E)^{-1};$$
$$\dot{c}^\sigma=c_0^\sigma(1-j\beta^\sigma),\ \beta^\sigma=(\omega_x/\omega)\,\mathrm{tg}\,\delta^\sigma, \tag{1}$$

где Q^E, $\mathrm{tg}\,\delta^\sigma$ — механические добротность и тангенс электрических потерь на характерной частоте ω_x.

Стандартный переход к z-параметрам дает

$$\dot{F}_1=\frac{\dot{k}^\partial}{j\omega}\dot{v}_1+\frac{\dot{h}}{j\omega}\dot{I}_2,\ \dot{V}_2=\frac{\dot{h}}{j\omega}\dot{v}_1+\frac{1}{j\omega\dot{C}^\varepsilon}\dot{I}_2, \tag{2}$$

где $\dot{F}_1$, $\dot{v}_1$ — механические сила и скорость; $\dot{V}_2$, $\dot{I}_2$ — выходные напряжение и ток; $\dot{k}^\partial=k_0^\partial(1+j\alpha^\partial)$,

$$k_0^\partial=(1-\gamma_0^2)^{-1}k_0^E,\quad \alpha^\partial=(\alpha^E+\gamma_0^2\beta^\sigma)(1-\gamma_0^2)^{-1};$$
$$\dot{C}^\varepsilon=C_0^\varepsilon(1-j\beta^\varepsilon),\quad C_0^\varepsilon=C_0^\sigma(1-\gamma_0^2),\ \beta^\varepsilon=(\beta^\sigma+\gamma_0^2\alpha^E)(1-\gamma_0^2)^{-1};$$
$$\dot{h}=h_0(1+j\eta),\ h_0=d^{-1}\gamma_0^2(1-\gamma_2^2)^{-1},\quad \eta=(\alpha^E+\beta^\sigma)(1-\gamma_0^2)^{-1}.$$

Коэффициент электромеханической связи γ_0 определяется следующей формулой:

$$\gamma_0=d(k_0^E/C_2^\sigma)^{1/2}=d(E^E/\varepsilon^\sigma)^{1/2}=dv_{su}(\rho/\varepsilon^\sigma)^{1/2},$$

где v_{su} — скорость звука в пьезоматериале, ε^σ — плотность пьезоматериала.

Из системы уравнений (2) при переходе к обобщенным координатам $x=p^{-1}v$ и $q=p^{-1}I_2$ с использованием флуктуационно-диссипативной теоремы [4] находим энергетические спектры сторонних шумов при ланжевеновском описании (в символической записи):

$$\langle|\dot{F}_{1T}|^2\rangle\approx Ak_0^\partial\alpha^\partial;\quad \langle|\dot{V}_{T2}|^2\rangle\approx A\beta^\varepsilon(C_0^\varepsilon)^{-1};\quad \langle\dot{F}_{1T}\dot{V}_{T2}^*\rangle\approx A\hbar_0\eta, \tag{3}$$

где $A=\theta(\omega,\ T)(\pi\omega)^{-1}$, $\theta(\omega T)=\frac{\hbar\omega}{2}\,\mathrm{cth}\,\frac{\hbar\omega}{2\varkappa T}$, T — физическая температура.

Для исследования шумовых характеристик линейных четырехполюсников широко используются возможности «пересчета» внутренних шумов ко входу [5]. При z-параметрах и малых потерях в режиме холостого хода на выходе из (2) находим $\dot{v}_{2T}\approx j\omega h_0^{-1}\dot{V}_{2T}$. К первичным шумовым параметрам пьезопреобразователя как четырехполюсника относятся энергетические спектры входных шумов F_{1T} и v_{2T}: $\langle|\dot{F}_{1T}|^2\rangle$, $\langle|\dot{v}_{2T}|^2\rangle$ и $\langle\dot{F}_{1T}\dot{v}_{2T}^*\rangle$. С учетом (3) находим

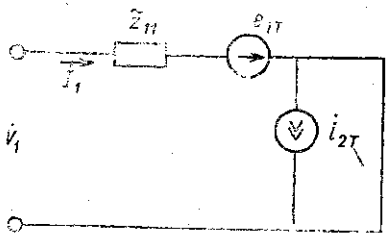
$$\langle|\dot{F}_{1T}|^2\rangle\approx Ak_0^\partial\alpha^\partial,\ \langle|\dot{v}_{2T}|^2\rangle\approx\left(\frac{\omega_0}{\gamma_0}\right)^2A\beta^\varepsilon(k_0^\partial)^{-1},\ \langle F_{1T}\dot{v}_{2T}^*\rangle\approx -jA\omega\eta. \tag{4}$$

Эквивалентная шумовая схема пьезопреобразователя, соответствующая первой системе электромеханических аналогий [3], приведена на рисунке с использованием следующих обозначений:

$$e_{1T}=F_{T1}(k_2^\partial C_0^\varepsilon)^{-1/2},\ i_{2T}=(k_0^\partial C_0^\varepsilon)^{1/2}v_{2T},\ \dot{\bar{z}}_{11}\approx\dot{z}_{11}(k_0^\partial C_0^\varepsilon)^{-1}, \tag{5}$$

где $\dot{z}_{11}=\dot{k}^\partial(j\omega)^{-1}$.

Первичные шумовые параметры (4) позволяют определить минимальный коэффициент шума гравитационной антенны с пьезопреобразователем. Механический импеданс собственно гравдетектора есть $z_a = M(j\omega + 2\delta_\mu + \omega_\mu^2/j\omega)$, где M — эквивалентная масса, δ_μ — затухание, ω_μ — резонансная частота.



Импеданс нагруженной антенны (в режиме холостого хода) определяется формулой

$$\dot{z}_0 = \dot{z}_a + \dot{z}_{11} \approx M(j\omega + 2\delta_0 + \omega_0^2/j\omega). \tag{6}$$

Здесь

$$\omega_0^2 = \omega_\mu^2(1+\varepsilon), \quad \varepsilon = k_0^\partial/k \ll 1, \quad k = M\omega_\mu^2;$$

$$\delta_0 \approx \delta_\mu \left[1 + \varepsilon \left(\frac{\omega_\mu}{\omega_x}\right) \frac{1}{(1-\gamma_0^2)} \left\{ (Q^E)^{-1} + \gamma_0^2 \left(\frac{\omega_x}{\omega_\mu}\right)^2 \operatorname{tg} \delta^\sigma \right\} \right]. \tag{7}$$

Отметим, что формула (7) существенно отличается от приведенной в монографии [1].

Полезный сигнал без ограничения общности запишем в виде $F_s(t) = F_0(t) \sin \omega_s t$, где $\omega_s \approx \omega_0 \approx \omega_\mu$. Тогда отношение сигнал/шум [6] дается формулой

$$\rho = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(1/2)^2 |\dot{F}_0(\Omega)|^2 d\Omega}{N_a + N_t(\omega_s + \Omega)}, \tag{8}$$

где $N_a \approx 2A\omega\delta_\mu M$ — энергетический спектр тепловых флуктуаций антенны, пересчитанных ко входу; $N_t = \langle |\dot{F}_{1T} + \dot{z}_0 \dot{v}_{2T}|^2 \rangle$.

Можно показать, что при $|\Omega| \ll \omega_s \approx \omega_0 \approx \omega_\mu$

$$N_t(\omega_s + \Omega) \approx E_T^2 \langle |\dot{v}_{2T}|^2 \rangle^{-1} + (2M)^2 \langle |\dot{v}_{2T}|^2 \rangle (\Delta + \Omega + \Delta_T)^2. \tag{9}$$

Здесь

$$E_T = [\langle |\dot{F}_{1T}|^2 \rangle \langle |\dot{v}_{2T}|^2 \rangle - \operatorname{Im}^2 \langle \dot{F}_{1T} \dot{v}_{2T}^* \rangle]^{1/2} = \theta(\omega, T)(\pi\gamma_0)^{-1} [(Q^E)^{-1} \operatorname{tg} \delta^\sigma]^{1/2},$$

$$\Delta = \omega_s - \omega_0, \tag{10}$$

$$\Delta_T = (2M \langle |\dot{v}_{2T}|^2 \rangle)^{-1} \operatorname{Im} \langle \dot{F}_{1T} \dot{v}_{2T}^* \rangle.$$

Из (8), (9) при $\Delta = \Delta_{\text{opt}} = -\Delta_T$ и

$$F_0(t) = \begin{cases} F_a, & 0 \leqslant t \leqslant \hat{\tau}, \\ 0, & t < 0,\ t > \hat{\tau} \end{cases}$$

находим коэффициент шума датчика $f = \rho_a/\rho$, где $\rho_a = (F_a^2 \hat{\tau})(2N_\mu)^{-1}$ — отношение сигнал/шум на входе:

$$f \approx \left(1 + \frac{E_T^2}{N_\mu \langle |\dot{v}_{2T}|^2 \rangle}\right) \frac{W\hat{\tau}}{\exp\{-W\hat{\tau}\} + W\hat{\tau} - 1},$$

где

$$W^2 = (N_\mu + E_T^2 \langle |\dot{v}_{2T}|^2 \rangle^{-1}) [(2M)^2 \langle |\dot{v}_{2T}|^2 \rangle]^{-1}.$$

Нетрудно показать, что

$$f \leqslant (1 + E_T^2 [N_\mu \langle |\dot{v}_{2T}|^2 \rangle]^{-1})(1 + 2(W\widehat{\tau})^{-1}). \tag{11}$$

В соответствии с (11) малая интенсивность избыточных шумов достигается при $E_T^2 \ll N_\mu \langle |\dot{v}_{2T}|^2 \rangle$, $W\widehat{\tau} \gg 1$ или $\varepsilon_1 \ll \varepsilon = (k_0^\partial / k) = E^E S[r(1 - \gamma_0^2)k]^{-1} \ll \varepsilon_2$.

Здесь

$$\varepsilon_1 = \left(\frac{4}{\omega_\mu \widehat{\tau}}\right)^2 \frac{1}{\gamma_0^2} \left(\frac{Q_\mu}{Q^E}\right) \frac{1}{1 - \gamma_0^2} \left(\frac{\omega_x}{\omega_\mu}\right) \left[\gamma_0^2 \left(\frac{\omega_\mu}{\omega_x}\right)^2 + \operatorname{tg} \delta^\sigma Q^E\right],$$

$$\varepsilon_2 = \left(\frac{Q^E}{Q_\mu}\right) \left(\frac{\omega_x}{\omega_\mu}\right) \left[1 + \gamma_0^2 \left(\frac{\omega_\mu}{\omega_x}\right)^2 Q^E \operatorname{tg} \delta^\sigma\right]. \tag{12}$$

Для пьезоматериала из группы титаната цирконата свинца (ТЦС) $\gamma_0 \leqslant 0{,}4$, $\operatorname{tg} \delta^\sigma \approx 10^{-3}$. Тогда при измерении потерь на сигнальной частоте $\omega_x = \omega_s \approx \omega_\mu$ находим

$$\varepsilon_1 \approx Q_\mu 10^{-1} (\omega_\mu \widehat{\tau})^{-2}, \quad \varepsilon_2 \approx 10^3 Q_\mu^{-1}. \tag{13}$$

В формулах (12), (13) $Q_\mu = \omega_\mu (2\delta_\mu)^{-1}$ — механическая добротность детектора. Для типичных комнатных гравитационных антенн $Q_\mu \approx 10^5$, $\omega_\mu \widehat{\tau} \approx 10^4$. Это дает $\varepsilon_1 \approx 10^{-4}$, $\varepsilon_2 \approx 10^{-2}$.

Формулы (12), (13) позволяют рассчитать необходимые размеры пьезопластинки, в частности основной параметр $S/r = \varepsilon(1 - \gamma_0^2) k (E^E)^{-1}$.

Оценим величину оптимальной расстройки (10) с учетом первичных шумовых параметров пьезопреобразователя (4):

$$|\Delta_{\text{opt}}| = |\Delta_T| \approx (2M \langle |\dot{v}_{2T}|^2 \rangle)^{-1} \operatorname{Im} \langle \dot{F}_{1T} \dot{v}_{2T}^* \rangle =$$

$$= \varepsilon \gamma_0^2 \left(\frac{\omega_\mu}{2}\right) \left[\operatorname{tg} \delta^\sigma + \left(\frac{\omega_\mu}{\omega_x}\right)^2 (Q^E)^{-1}\right] \left[\operatorname{tg} \delta^\sigma + \gamma_0^2 \left(\frac{\omega_\mu}{\omega_x}\right)^2 (Q^E)^{-1}\right]^{-1}.$$

Для ТЦС-керамики при измерении потерь на сигнальной частоте $\omega_x \approx \omega_\mu$ получим $|\Delta_{\text{opt}}| \widehat{\tau} \approx 0{,}2\, \varepsilon (\omega_\mu \tau) \approx 2 \cdot 10^3 \varepsilon$ при типичной величине $(\omega_\mu \widehat{\tau}) \approx 10^4$. Следовательно, при $\varepsilon \leqslant 10^{-3}$ (но $\varepsilon > \varepsilon_1 \approx 10^{-4}$) отпадает необходимость точной юстировки системы с учетом энергетического спектра помехи относительно резонансной частоты ω_0.

В заключение сформулируем основные результаты.

1. Рассчитан в самом общем случае минимальный коэффициент шума при реактивном сопротивлении источника сигнала.

2. Определены условия, которым должны удовлетворять геометрические размеры пьезопластины для достижения малой интенсивности избыточных шумов.

3. Пороговая чувствительность гравитационной антенны с пьезопреобразователем при $\delta_\mu \to 0$ дается формулой

$$(F_0)_{\min} \approx \frac{2}{\widehat{\tau}} (ME_T)^{1/2} = \frac{2}{\gamma_0 \widehat{\tau}} [M\theta(\omega, T) [(Q^E)^{-1} \operatorname{tg} \delta^\sigma]^{1/2}]^{1/2}.$$

Минимальная «шумовая» температура пьезопреобразователя (при реактивном сопротивлении источника [7]) есть

$$(T_N)_{\min} = \frac{E_T}{\varkappa} = \frac{1}{\varkappa \gamma_0} \theta(\omega, T) [(Q^E)^{-1} \operatorname{tg} \delta^\sigma]^{1/2} \approx T [(Q^E)^{-1} \operatorname{tg} \delta^\sigma]^{1/2} \frac{1}{\gamma_0},$$

где $\varkappa$ — постоянная Больцмана ($\hbar\omega \ll \varkappa T$).

Для ТЦС-керамики при $T \approx 300$ К и $(Q^E)^{-1} \approx \operatorname{tg} \delta^\sigma \approx 10^{-3}$, $\gamma_0 \approx 0{,}4$ $(T_N)_{\min} \approx 0{,}7$ К.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Астрофизика, кванты и теория относительности. М., 1982 [2]. Pizzella G.// //Riv. del Nuovo Cim. 1975. 5. P. 369. [3] Филатов Г. А., Баев Е. Ф., Цымбалюк В. С. Малогабаритные низкочастотные механические фильтры. М., 1972. [4] Рытов С. М. Введение в статистическую радиофизику. М., 1974. [5] Айнбиндер И. М. Шумы радиоприемников. М., 1974. [6] Тихонов В. И. Оптимальный прием. М., 1983. [7] Воронцов Ю. И. Теория макроскопических квантовых измерений. М., 1989.

Поступила в редакцию
13.07.90

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1991. Т. 32, № 2

УДК 530.014

ЛОГИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ НА ОДИНОЧНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ ДЛЯ КВАНТОВОМЕХАНИЧЕСКОГО КОМПЬЮТЕРА

С. П. Вятчанин, Е. А. Зубова

(кафедра молекулярной физики и физических измерений)

Электрон, пролетающий вдоль диэлектрического волновода без оболочки со скоростью, близкой к фазовой скорости волны, может быть использован для управления фотонами в волноводе. Рассмотрены две возможности: изменение поляризации фотона и переизлучение фотона из волновода в волновод. Анализ сделан с учетом радиационного трения электрона.

Экспериментальная реализация процедуры квантовых неразрушающих измерений (КНИ) является предметом настойчивых исследований. Уже сделано КНИ квадратурной компоненты [1] и продемонстрировано получение сжатых состояний [2]. КНИ энергии пока не реализовано. В любом случае для процедуры КНИ требуется элемент, сочетающий малые потери и большую квадратичную нелинейность [3]. Использовать для этого кварцевые волноводы не удается из-за слабой нелинейности [4]. Другой возможностью для реализации КНИ энергии может стать эффект квадратичного по полю рассеяния электрона [5, 6]: электрон, пролетающий вдоль диэлектрического волновода без оболочки, получает поперечный импульс, пропорциональный энергии фотона в волноводе (под фотоном в волноводе подразумевается частотно-антикоррелированное состояние [7], имеющее среднюю частоту ω_0, среднюю энергию $\mathscr{E} = \hbar\omega_0$ ($\hbar$ — постоянная Планка), длительность τ_0 и неопределенность энергии $\Delta\mathscr{E} \simeq \hbar/\tau_0$).

Одним из возможных в будущем применений КНИ энергии может быть создание квантомеханического компьютера [8], информационные биты в которых представляют собой кванты энергии. Такой компьютер должен состоять из обратимых первичных элементов (ячейки Фредкина [9]). Анализ эффекта квадратичного рассеяния электрона приводит к мысли использовать электрон не только для неразрушающего считывания информации, но и для управления информационными фотонами. В предлагаемой работе анализируются следующие геометрии переключающих устройств:

а) диэлектрический волновод без оболочки, на вход которого поступает фотон заданной поляризации; наличие пролетающего вдоль волновода электрона изменяет поляризацию фотона на выходе;