

МОДЕЛЬ ОТРАЖАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ ЛАЗЕРНОГО КАНАЛА РАЗВЕДКИ ИНФОРМАЦИИ

В. И. ЗАБОЛОТНЫЙ, Ю. А. КОВАЛЬЧУК

Предложены составляющие для математической модели колебаний оконного стекла, закреплённого в раме, как составной части технического канала утечки речевой информации в неконтактном датчике вибраций. Приведено аналитическое решение для оценки воздействия плоской звуковой волны.

Components for a mathematical model of the fluctuations of window glass bolted in a frame, as a component of a technical channel of speech info leak in a non-contact vibration sensor are proposed. An analytical decision for estimating the action of a plane sound wave is provided.

ВВЕДЕНИЕ

Разведка речевой информации возможна применением неконтактных лазерных датчиков вибраций. Сведения [1–7] о применении и характеристиках таких приборов достаточно противоречивы, неопределённые. Это заставляет принимать повышенные меры по защите этого технического канала утечки информации (ТКУИ).

В состав такого ТКУИ входит отражающая поверхность — чаще всего это оконное стекло, закреплённое в оконной раме, с креплением той или иной конструкции. Под действием звукового поля речи стекло колеблется. Отраженный луч лазера модулируется этими колебаниями и переносит информацию с ограниченным доступом (ИсОД). Далее производится демодуляция отражённого сигнала, последующая обработка и представление заинтересованной стороне.

Общий ТКУИ состоит из нескольких функциональных частных моделей. Частная модель, связывающая распределение звукового давления по поверхности стекла с его колебаниями, важная для оценки возможностей ведения разведки и мер защиты. Её обоснование — задача данной работы.

1. ЭЛЕМЕНТЫ ЧАСТНОЙ МОДЕЛИ

1.1. Оконное стекло — пластина в раме, располагается в плоскости xOy , в соответствующих координатах занимает прямоугольную форму $0 \leq x \leq a$ и $0 \leq y \leq b$. Удельная масса пластины — ρ , T — сила противодействия отклонению пластины от положения равновесия.

1.2. Звуковое давление p частоты ω распределяется по поверхности пластины по закону $p(x, y, t)$. В данном выражении учитывается фаза $\varphi(x, y)$ давления.

1.3. Смещение пластины за счёт звукового давления от точки равновесия выражается зависимостью $u(x, y, t)$.

1.4. Фронт звуковой волны может быть представлен как:

- плоский,
- сферический.

1.5. Пространственное положение плоского фронта относительно плоскости пластины:

— параллельное. Угол γ направления распространения к перпендикуляру к плоскости — $\gamma = 0$;

— под углом к плоскости. Угол $\gamma \neq 0$. Направляющие углы к направлениям осей Ox , Oy и перпендикуляру к ним, соответственно, α , β и γ . Соотношение углов может быть выражено известной формулой $\cos^2 \alpha + \cos^2 \beta + \cos^2 \gamma = 1$.

1.6. Эпицентр сферической волны располагается в точке с координатами x_e, y_e . Расстояние до центра — h .

1.7. Можно предложить три способа закрепления стекла в раме, приводящие к различным видам колебаний пластины (рис. 1).

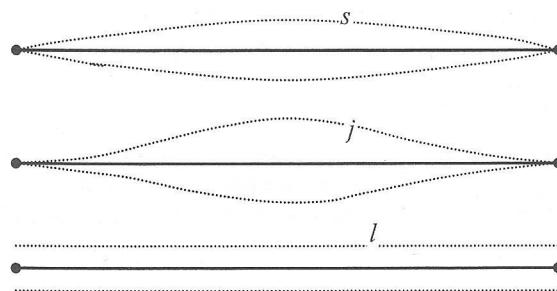


Рис. 1. Виды колебаний пластины

1.8. Закрепление пластины в раме может быть: шарнирное — s , когда кромка пластины под действием звукового давления может совершать вращательное движение вдоль внутренних границ рамы. Такое возможно при закреплении только краёв пластины. Аналитически это выполнение системы уравнений: $u(x, y) = 0$, при $x = 0$, $x = a$, $y = 0$, $y = b$.

1.9. При «жёстком» — j закреплении в раме стекло может только изгибаться, вращение вдоль кромок отсутствует. Аналитически это означает прибавление к системе уравнений п.п. 1.8 системы

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} u(x, y) &= 0, \text{ при } x = 0, x = a, \\ \frac{\partial}{\partial y} u(x, y) &= 0, \text{ при } y = 0, y = b. \end{aligned}$$

Такое крепление можно назвать «защемлением».

1.10. «Люфтовое» закрепление — l заключается в возможности перемещения пластины поперёк кромок закрепления без изгиба вблизи креплений. Аналитически это выполнение условий

$$\frac{\partial}{\partial x}u(x,y)=0, \quad \frac{\partial}{\partial y}u(x,y)=0,$$

при $x=0, x=a, y=0, y=b$.

1.11. На практике могут иметь место все три варианта. Степень проявления каждого из вариантов зависит от конструкции крепления пластины стекла к раме. Доля вклада в общее движение пластины каждой составляющей может быть учтена как

$$u(x,y)=s \times u_s(x,y)+j \times u_j(x,y)+l \times u_l(x,y), \\ 0 \leq s \leq 1, \quad 0 \leq j \leq 1, \quad 0 \leq l \leq 1, \quad s+j+l=1.$$

1.12. Кроме максимального перемещения (амплитуды) каждой точки относительно равновесного состояния, совпадающего с плоскостью xOy , вычисленного по формулам 1.11, необходимо оценить и максимальные углы наклона поверхности пластины, вычисленные как частные производные по координатам x, y :

$$\frac{\partial}{\partial x}u(x,y), \quad \frac{\partial}{\partial y}u(x,y).$$

2. МОДЕЛЬ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ НА ОКОННУЮ ПЛАСТИНУ

2.1. Плоская звуковая волна перпендикулярно падает на стеклянную пластину $p(x,y,t)=p \sin \omega t$, что означает независимость мгновенного значения давления от координаты.

2.2. Плоская звуковая волна падает на стеклянную пластину под углом γ к нормали. Из соотношения $\cos^2 \alpha + \cos^2 \beta + \cos^2 \gamma = 1$ можно вывести мгновенное действие звукового давления: $p(x,y,t)=p \sin(\omega t - kx \sin \alpha - ky \sin \beta)$, где k — волновое число $k=2\pi/\lambda$; λ — длина волны колебания звукового поля. В формуле, без потери общности, считается, звуковая волна сначала приходит в точку с координатами $x=0, y=0$. В системе координат xOy линии равных фаз и давлений на пластине представляют собой линии параллельные прямой $x \sin \alpha - y \sin \beta = 0$. Расстояния между линиями фаз, отличных на 2π , одинаковы. Величины давлений везде одинаковы.

2.3. Мгновенное значение звукового давления сферической волны может быть выражено как:

$p(r,t)=\frac{p_0}{r} \sin(\omega t - kr)$, где p_0 — фактическая амплитуда звукового давления на произвольном расстоянии, например, h от источника звука, r — расстояние от источника до любой из точек пластины. Учитывая условия 1.6, можно записать:

$r=\sqrt{h^2+(x-x_e)^2+(y-y_e)^2}$. После подстановок получается

$$p(r,t)=\frac{p_0 \sin\left(\omega t - k\sqrt{h^2+(x-x_e)^2+(y-y_e)^2}\right)}{\sqrt{h^2+(x-x_e)^2+(y-y_e)^2}}.$$

В системе координат xOy линии равных фаз и давлений на пластине представляют собой концентрические окружности с центром в точке с координатами x_e, y_e . Расстояния между линиями фаз, отличных на 2π , уменьшаются от эпицентра к наиболее удалённому. Минимальное значение на бесконечном расстоянии от эпицентра составляет λ . Величины давлений уменьшаются по закону $1/r$.

2.4. При небольших давлениях разных источников звуков, что имеет место на практике, колебания пластины могут рассматриваться как суперпозиция разных колебаний.

3. СПОСОБ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ

Данная задача может решаться методами математической физики [8].

3.1. Дифференциальное уравнение малых колебаний плоской однородной пластины под действием внешнего давления имеет вид:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \frac{p(x,y,t)}{T},$$

где u — смещение пластины от положения равновесия; $p(x,y,t)$ — давление внешней силы на пластину; T — сила противодействия отклонению пластины от положения равновесия; ρ — поверхностная плотность пластины; $c^2 = T/\rho$ — коэффициент.

3.2. Для плоской волны, с фронтом, параллельным пластине, учитывая 3.1, 2.1 и ограничения из 1.8, можно записать систему

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \frac{p(x,y,t)}{T},$$

граничные условия в пространстве $u(x,y)=0$ и начальные условия по времени

$$u|_{t=0}=u_0(x,y), \quad \frac{\partial u}{\partial t}|_{t=0}=u_1(x,y)$$

при $x=0, x=a, y=0, y=b$.

Решение этого уравнения представляется как:

$$u(x,y,t)=\frac{2pabc^2}{\pi^4 T} \left[\sum_{v,\eta=1}^{\infty} \frac{1}{v\eta\mu_{v,\eta}c} \sin^2 \frac{\pi v}{2} \sin^2 \frac{\pi \eta}{2} \times \right. \\ \left. \times \left(\frac{1}{\mu_{v,\eta}c - \omega} + \frac{1}{\mu_{v,\eta}c + \omega} \right) \sin \frac{\pi}{a} vx \times \sin \frac{\pi}{b} \eta y \right] \sin \omega t,$$

где $\mu_{v,\eta} = \pi \sqrt{\frac{\eta^2}{b^2} + \frac{v^2}{a^2}}$; η, v — число целых полувольт колебаний пластины в каждом из направлений xOy .

3.3. Все точки пластины совершают вынужденные гармонические колебания относительно точки покоя, что следует из множителя $\sin \omega t$.

3.4. Форма изгиба пластины вдоль осей $0x$ и $0y$ происходит по закону синуса. Это следует из множителей $\sin \frac{\pi v}{a} vx \times \sin \frac{\pi \eta}{b} \eta y$.

3.5. Анализ выражения $\sin^2 \frac{\pi v}{2} \sin^2 \frac{\pi \eta}{2}$ из 3.2 даёт основание считать наличие нечётного количества полуволновых колебаний пластины вдоль каждого из направлений.

3.6. Знаменатель $v\eta\mu_{v,\eta}$ свидетельствует об уменьшении амплитуды колебаний в пучностях с увеличением номера колебания v, η по каждой из осей.

3.7. Представляется возможным резкое увеличение амплитуды колебаний для частоты ω_p , удовлетворяющей решению уравнения $\mu_{v,\eta} c - \omega = 0$, что соответствует явлению резонанса пластины под действием звукового поля.

3.8. Максимальное отклонение пластины от точки равновесия будет в точках с координатами, удовлетворяющими условиям $\left| \sin \frac{\pi}{a} vx \times \sin \frac{\pi}{b} \eta y \right| = 1$. Из этого вытекает:

$$x_{vm} = \frac{a}{2v}(1+2m),$$

где m – номер максимума вдоль оси $0x$,

$$y_{\eta n} = \frac{b}{2\eta}(1+2n),$$

где n – номер максимума вдоль оси $0y$,

$$0 \leq m \leq v, 0 \leq n \leq \eta.$$

3.9. Наибольший угол отклонения пластины от положения равновесия может быть определён как частная производная $u(x, y, t)$ по координате x или y , соответственно. Чтобы не приводить громоздкие искомые выражения, можно указать лишь функцию, определяющие эти углы как решение системы уравнений:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\sin \frac{\pi}{a} vx \sin \frac{\pi}{b} \eta y \right) = \frac{\pi v}{2a} \sin \frac{2\pi}{a} vx \times \sin \frac{\pi}{b} \eta y = 0,$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(\sin \frac{\pi}{a} vx \sin \frac{\pi}{b} \eta y \right) = \frac{\pi \eta}{2b} \sin \frac{2\pi}{b} \eta y \times \sin \frac{\pi}{a} vx = 0.$$

Графически такое решение представлено на рис. 2. Параметры, в данном примере, $\eta=1$ и $v=3$.



Рис. 2

- — точки расположения наибольших амплитуд отклонения пластины;
- | — линии наибольших углов наклона участков пластин.

3.10. Реально пластина находится под действием более сложного звукового поля, чем приведенные. Реальные поля содержат плоские и сферические волны. Кроме того, в помещениях присутствует явление реверберации, послезвучания, оказывающее влияние на слышимость речи. Математически реверберация характеризуется временем задержки и величиной ослабления давления поля. Учёт всего этого усложняет точное аналитическое решение задачи описания колебаний пластины.

ВЫВОДЫ

Полученная модель колебаний пластины под действием звукового поля позволяет:

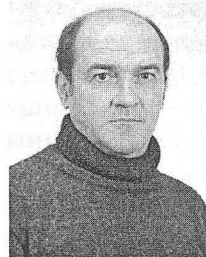
- оценивать амплитуды и углы отклонения стекла, закреплённого в оконной раме;
- определять места на окне, наиболее опасные относительно применения неконтактного лазерного прибора разведки речевой информации;
- обосновывать принципы и порядок применения средств защиты от разведки.

При невозможности решения уравнений классическими методами интегрирования, современные ЭВМ и разработанное программное обеспечение позволяют применять приближённые численные методы.

Литература.

- [1] Вартакесян В. А. Радиоэлектронная разведка. — М.: Воениздат, 1991. — 254 с.
- [2] Технические средства разведки /Под ред. В. И. Мухина. — М.: РВСН, 1992. — 394 с.
- [3] Эйджи Ф. За кулисами ЦРУ. /Пер. с англ. — М.: Воениздат, 1979. — 464 с.
- [4] Предпринимательство и безопасность. — М.: Универсум, 1991. — С. 215–216.
- [5] Optronics. 1991. V.10, No 10. — P. 89–100.
- [6] Квантовая электроника. 1989. № 7. — С. 1494–1498.
- [7] Donald F. B. Robot Spice of KGB //Signal. 1989. V. 44, № 10. — P. 37–38.
- [8] Михлин С.Г. Курс математической физики. — М.: Наука, 1968. — 575 с.

Поступила в редколлегию 22.07.2007



Заболотный Владимир Ильич, доцент кафедры БИТ ХНУРЭ. Область научных интересов: техническая защита информации.



Ковальчук Юрий Алексеевич, аспирант кафедры БИТ ХНУРЭ. Область научных интересов: техническая защита информации.