

Bab III. Gelombang Bunyi

Pengantar Akustik ©by: Iwan Yahya
 Grup Riset Akustik & Fisika Terapan (iARG)
 Jurusan Fisika FMIPA UNS
 iwany@yahoo.com

Pada bab sebelum ini kita telah mempelajari bagaimana persamaan gelombang seperti yang disajikan dalam persamaan (2.9) maupun persamaan (2.19). Pada bagian ini kita akan secara spesifik mempelajari persoalan gelombang bunyi. Kajian akan diawali dengan urian penerapan hukum Hooke dan hukum Newton pada kasus perambatan gelombang longitudinal di dalam batang, baru kemudian prinsip yang sama akan kita gunakan untuk membahas perambatan gelombang bunyi di dalam fluida dimana dalam hal ini kita akan menggunakan medium gas sebagai bahan kajian.

3.1. Perambatan Bunyi di dalam Batang

Alasan mengapa kita mengkaji terlebih dahulu perambatan gelombang longitudinal di dalam batang sebelum membahas hal yang sama di dalam medium gas adalah karena prinsip-prinsip elastisitas jauh lebih mudah dipahami, begitu pun dengan penjabaran matematikanya relatif lebih sederhana.

Dimisalkan kita memiliki sebuah batang dengan tampang lintang A dan densitas ρ sebagaimana ditunjukkan dalam Gambar (3.1). Dalam hal ini kita memisalkan bahwa kepada batang tersebut diberi gangguan berupa stress pada salah satu ujungnya, sehingga partikel-partikel di dalamnya mengalami simpangan dari posisi setimbangnya lalu kemudian timbul perambatan gelombang di sepanjang batang dalam arah yang sejajar dengan arah simpangan partikel-partikel penyusun batang tersebut.

Kita dapat memandang Gambar (3.1) sebagai sebuah keadaan dimana sebuah gaya bekerja pada tampang lintang dan mengarah normal ke sepanjang batang tersebut. Maka sesuai dengan hukum Hooke,

$$\frac{\text{Stress}}{\text{Strain}} = \text{konstan} \quad (3.1)$$

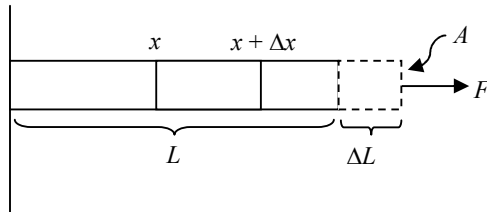
Dalam hal ini stress merupakan gaya persatuan luas dari tampang lintang batang dalam Gambar (3.1), dan strain adalah deformasi elastik yang timbul akibat stress yang dialami oleh batang tersebut. Jika dimisalkan panjang batang semula adalah L dan pertambahan panjang yang terjadi akibat stress adalah ΔL , maka nilai konstanta dari hubungan stress – strain dalam persamaan (3.1) adalah,

$$Y = (F/A) / (\Delta L/L) \quad (3.2)$$

yang tidak lain merupakan modulus Young dari batang yang sedang dibahas.

Dari persamaan (3.2) kita dapat menulis hubungan untuk gaya sebagai

$$F = YA\Delta L/L \quad (3.3)$$



Gambar 3.1. Sebuah batang yang mengalami deformasi elastik dalam arah memanjang.

Untuk dapat menjabarkan persamaan gelombang, maka mari kita tinjau segmen kecil sepanjang Δx dari batang dalam Gambar (3.1) di atas. Akibat adanya gaya yang bekerja pada ujung batang maka segmen Δx tersebut mengalami deformasi sebesar $\Delta \xi$. Dalam hal ini kita dapat memandang bahwa batang L sesungguhnya tersusun dari sejumlah segmen-segmen kecil seperti itu dan secara bersama-sama terdeformasi sehingga secara akumulatif batang tersebut mengalami pertambahan panjang sebesar ΔL .

Untuk keadaan statik, yakni suatu keadaan seperti pegas yang ditarik pada salah satu ujungnya dimana gaya bernilai konstan di sepanjang pegas, maka sesuai dengan hukum Hooke, kita dapat menulis padanan persamaan (3.3) untuk segmen Δx adalah,

$$F = YA\Delta \xi/\Delta x \quad (3.4)$$

Kemudian jika kita misalkan bahwa segmennya bernilai sangat kecil, maka kita boleh menyatakan Δx dengan bentuk dx dan $\Delta \xi$ dengan $d\xi$, sehingga persamaan (3.4) berubah menjadi,

$$F = YA \frac{d\xi}{dx} \quad (3.5)$$

Disaat gelombang merambat melalui batang tersebut, maka keadaan statik tidak berlaku, setiap segmen mengalami percepatan, dan gaya pada kedua ujung masing-masing segmen tidak lagi bernilai sama. Percepatan yang dialami oleh sebuah segmen pada suatu waktu t tertentu berhubungan dengan gaya netto yang diberikan oleh,

$$dF_{\text{net}} = F(x + dx) - F(x)$$

$$\begin{aligned}
 & - \frac{dF}{dx} dx \\
 & = YA \frac{d^2\xi}{dx^2} dx
 \end{aligned}$$

Dalam hal ini kita harus ingat bahwa untuk keadaan dinamik, maka deformasi adalah parameter yang merupakan fungsi dari variabel spasial dan temporal, $\xi(x, t)$. Oleh karenanya kita dapat menggunakan kaidah derivatif parsial,

$$dF = YA \frac{\partial \xi}{\partial x} dx \quad (3.6)$$

Selanjutnya kita dapat menyatakan massa segmen sebagai $dm = \rho dV = \rho A dx$. Sesuai hukum Newton, dalam keadaan dinamik massa tersebut akan mengalami percepatan yang dinyatakan oleh,

$$a(x, t) = \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}$$

Sehingga persamaan gerak untuk sebuah segmen sepanjang dx pada suatu waktu t tertentu dapat dinyatakan dengan,

$$YA \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} dx = \rho A \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} dx$$

Sehingga diperoleh bentuk,

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} - \left(\frac{Y}{\rho}\right) \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} \quad (3.7)$$

yang tidak lain merupakan sebuah persamaan gelombang yang sama dengan persamaan (2.9). Dalam hal ini cepat rambatnya diberikan oleh,

$$v = \sqrt{Y/\rho} \quad (3.8)$$

3.2. Perambatan Bunyi di dalam Gas

Pada dasarnya hukum Hooke sebagaimana diberikan oleh persamaan (3.1) juga berlaku untuk kasus perambatan bunyi di dalam gas. Hanya saja, kita harus berhati-hati karena terdapat perbedaan yang sangat mendasar untuk medium gas dibandingkan dengan kasus batang elastik seperti yang telah kita bahas di depan.

Sejatinya, saat mengalami deformasi, tampang lintang batang dalam Gambar (3.1) mengalami perubahan menjadi sedikit lebih kecil seiring dengan pertambahan panjangnya, namun volume batang dapat dikatakan konstan. Hal yang demikian tidak terjadi pada medium gas. Karena gas bersifat dapat dimampatkan, maka volumenya berubah sesuai dengan perubahan tekanan. Akibatnya, konstanta dalam persamaan (3.1) yang paling tepat untuk kasus perambatan bunyi di dalam medium gas bukanlah modulus Young, melainkan bulk modulus, K , yang didefinisikan sebagai,

$$K = -\frac{dP}{dV}V \quad (3.9)$$

Selanjutnya kita dapat menggunakan prosedur yang sama seperti yang telah kita lakukan pada kasus batang di atas dengan membayangkan sebuah kolom gas dengan panjang L dan tampang lintang A yang sama dengan keadaan di Gambar (3.1), dan mengganti Y dengan K , sehingga akan kita peroleh persamaan gelombang berbentuk,

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \left(\frac{K}{\rho_0}\right) \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} \quad (3.10)$$

dengan ρ_0 merupakan densitas gas saat keadaan setimbang, dan cepat rambat gelombang diberikan oleh,

$$v = \sqrt{K/\rho_0} \quad (3.11)$$

Selanjutnya dengan menggunakan definisi bulk modulus, kita akan mencoba menyajikan cepat rambat gelombang dalam bentuk parameter yang menunjukkan sifat-sifat gas. Untuk keperluan tersebut, kita akan melihat kemungkinan untuk menggunakan persamaan keadaan gas ideal, $PV = nRT$ untuk keperluan kita.

Jika kita menggunakan persamaan tersebut, maka mengacu ke persamaan (3.9), kita harus menyelesaikan persamaan keadaan untuk P dengan melakukan diferensial terhadap V sehingga kita dapat memperoleh nilai K . Secara historis prosedur seperti inilah awalnya yang ditempuh oleh para ahli. Mereka mengasumsikan bahwa temperatur adalah konstan dengan anggapan bahwa saat gelombang merambat di dalam gas, maka temperatur gas akan bertambah saat pemampatan dan secara cepat kembali menjadi dingin seperti semula saat melepaskan panas ke sekitarnya pada fase perenggangan.

Tentu saja asumsi ini tidak dapat diterima karena gelombang yang merambat di dalam bunyi bergerak begitu cepat sehingga tidak memungkinkan terjadinya transfer panas. Sehingga dengan demikian, hubungan yang paling tepat untuk menggambarkan keadaan yang sebenarnya adalah hubungan adiabatik,

$$PV^\gamma = \text{konstan} \quad (3.12)$$

dengan γ merupakan nisbah kapasitas panas,

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} \quad (3.13)$$

Diferensial (3.12) memberikan hasil,

$$d(PV^\gamma) + \gamma PV^{\gamma-1} dV = 0 \quad (3.14)$$

Sehingga,

$$V \frac{dP}{dV} = -\gamma P,$$

atau,

$$K = \gamma P \quad (3.15)$$

Dengan demikian persamaan (3.11) berubah menjadi,

$$v = \sqrt{\gamma P / \rho_0} \quad (3.16)$$

3.3. Pengaruh Temperatur

Setelah kita mendapatkan bentuk hubungan yang tepat untuk cepat rambat bunyi di dalam medium gas sebagaimana diberikan oleh persamaan (3.16), maka kita dapat menggunakan persamaan tersebut untuk mengetahui bagaimana pengaruh temperatur terhadap cepat rambat bunyi di dalam gas.

Untuk keperluan tersebut kita dapat memulainya dengan mensubstitusikan persamaan keadaan $PV = nRT$ ke dalam persamaan (3.16), sehingga kita memperoleh bentuk,

$$v = \left(\frac{\gamma nRT}{V \rho_0} \right)^{1/2} = \left(\frac{\gamma nRT}{m} \right)^{1/2} \quad (3.17)$$

Persamaan (3.17) memungkinkan kita untuk menentukan kecepatan rambat bunyi untuk berbagai ragam gas dengan jalan menuliskannya dalam bentuk massa satu mol gas, $M = m/n$, sehingga diperoleh hubungan,

$$v = \left(\frac{v \Delta T}{M} \right)^{1/2} \quad (3.18)$$

3.4. Energi dan Intensitas Gelombang Bunyi

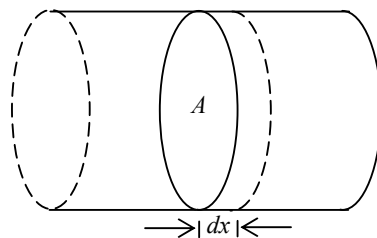
Sejauh ini kita telah membahas perambatan gelombang bunyi dan bagaimana kebergantungannya terhadap temperatur. Selanjutnya kita akan mengkaji energinya.

Tatkala gelombang merambat dalam sebuah medium elastik, maka gelombang tersebut membawa energi sepanjang arah perambatannya. Sebagaimana yang telah dijelaskan dalam pembahasan masalah ayunan, energi gelombang yang merambat dalam medium elastik terdiri dari energi potensial dan energi kinetik yang berkaitan dengan deformasi medium (elastik) yang kita tinjau. Untuk menjelaskan hal ini, kita gunakan ilustrasi yang disajikan dalam Gambar (3.2) yang merupakan sebuah elemen volume infinitesimal dengan tampang lintang yang konstan.

Energi mekanik dari elemen infinitesimal bermassa dm diberikan oleh,

$$dE = \frac{1}{2} \omega^2 \xi_0^2 dm \quad (3.19)$$

dengan ω dan ξ_0 berturut-turut merupakan kecepatan sudut dan amplitudo gelombang.



Gambar 3.2. Elemen volume infinitesimal dari sebuah medium elastik yang memiliki tampang lintang seragam.

Persamaan (3.19) dapat direpresentasikan untuk berbagai keadaan. Jika kasus yang kita bahas berkaitan dengan perambatan gelombang di dalam dawai dengan rapat massa μ , maka elemen mass dm dapat dinyatakan sebagai $dm = \mu dx$. Untuk ini kita substitusikan ke dalam persamaan (3.19) dan membaginya dengan dx , maka kita akan memperoleh persamaan untuk rapat energi linear untuk kasus perambatan gelombang longitudinal di dalam dawai berbentuk,

$$E_l = \frac{dE}{dx} = \frac{1}{2} \mu \omega^2 \xi_0^2 \quad (3.20)$$

Serupa dengan persamaan (3.20), maka bentuk yang bersesuaian untuk keadaan perambatan bunyi di dalam batang tiga dimensi atau kolom gas dengan tampang lintang yang konstan diberikan oleh,

$$E_v = \frac{dE}{dv} = \frac{1}{2} \rho \omega^2 \xi_0^2 \quad (3.21)$$

dalam hal ini ρ merupakan rapat massa per satuan volume medium elastik dimana gelombang tersebut merambat.

Selanjutnya kita dapat pula menghitung daya yang dapat dipandang sebagai laju transfer energi per satuan waktu selama perambatan gelombang.

$$P = \frac{dE}{dt} \quad (3.22)$$

Substitusi persamaan (3.20) pada (3.22) menghasilkan,

$$P = \frac{dE}{dt} = \frac{dE}{dx} \frac{dx}{dt} = E_v v$$

atau

$$P = \frac{1}{2} \mu \omega^2 \xi_0^2 v \quad (3.23)$$

dengan $v = \sqrt{T/\mu}$ yang tak lain adalah cepat rambat gelombang di dalam medium elastik yang ditinjau. Adapun persamaan serupa untuk perambatan bunyi di dalam batang tiga dimensi atau kolom gas diberikan oleh,

$$P = \frac{dE}{dt} = \frac{dE}{dx} \frac{dx}{dt} = \frac{dE}{dv} \frac{dx}{dt} A$$

sehingga,

$$P = E_v A v = \frac{1}{2} \rho \omega^2 \xi_0^2 A v \quad (3.24)$$

dengan v diberikan oleh,

$$v = \sqrt{Y/\rho} \quad (\text{untuk gelombang di dalam batang elastik}) \quad (3.25a)$$

dan

$$v = \sqrt{K/\rho_0} \text{ (untuk perambatan bunyi di dalam kolom gas)} \quad (3.25b)$$

Dengan menggunakan persamaan (3.24) selanjutnya kita dapat menentukan intensitas gelombang bunyi, I , yang didefinisikan sebagai daya per satuan luas (tampang lintang) medium dimana gelombang merambat.

$$I = \frac{P}{A} \quad (3.26)$$

Substitusi persamaan (3.24) ke persamaan (3.26) diperoleh intensitas untuk gelombang satu dimensi sebagai berikut,

$$I = \frac{1}{2} \rho \omega^2 \xi_0^2 v \quad (3.27)$$

Persamaan (3.27) menunjukkan bahwa intensitas bunyi yang dinyatakan dalam satuan W/m^2 bernilai konstan untuk suatu amplitudo dan frekuensi tertentu. Lantas bagaimana dengan aras intensitas bunyi (*sound intensity level, IL*) dalam persepektif pengukuran akustik?

Karena bentang tekanan bunyi dalam ranah pendengaran (*audible range*) sangatlah lebar, dari 0 dB ($2 \times 10^{-5} \text{ Nm}^{-2}$) hingga 120 dB (20 Nm^{-2}), maka lebih memudahkan jika intensitas (maupun tekanan) bunyi dinyatakan dalam skala logaritmik. Aras instensitas bunyi didefinisikan menurut persamaan berikut,

$$IL(\text{dB}) = 10 \log \left(\frac{I}{I_{ref}} \right) \quad (3.28)$$

dengan I dan I_{ref} berturut-turut merupakan intensitas bunyi yang menjadi perhatian dan intensitas bunyi referensi. Untuk gelombang bunyi di udara, I_{ref} bernilai 10^{-12} W/m^2 yang merupakan nilai intensitas untuk ambang pendengaran. Lantas bagaimana dengan aras tekanan bunyi itu sendiri?

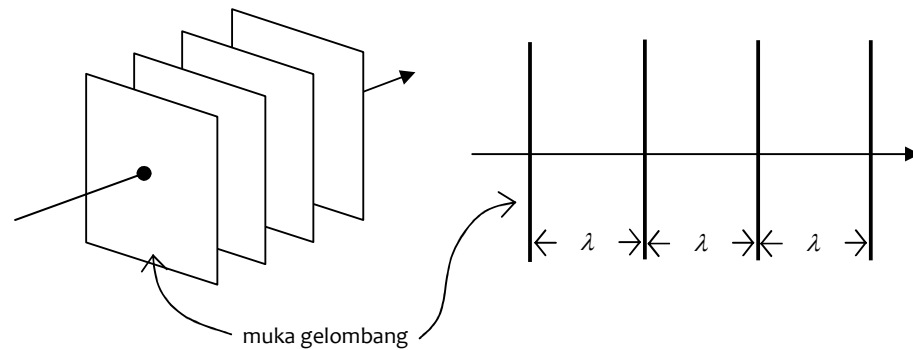
Aras tekanan bunyi atau sering disebut dengan istilah *sound pressure level (SPL)*, yang didefinisikan menurut persamaan (3.29) berikut,

$$SPL = 20 \log \left(\frac{p}{p_{ref}} \right) \quad (3.29)$$

dalam hal ini p_{ref} mengacu kepada tekanan referrensi untuk kasus perambatan bunyi di udara, dan didefinsikan sebagai keadaan 0 dB, adalah $2 \times 10^{-5} \text{ Nm}^{-2}$. Untuk perambatan bunyi di dalam air maka 10^{-1} Nm^{-2} merupakan nilai yang paling lazim digunakan.

3.5. Gelombang bidang dan gelombang sferis

Gelombang satu dimensi dengan gangguan yang terdistribusi secara merata pada sebuah bidang datar lazim disebut dengan istilah gelombang bidang. Ada pula yang menyebutnya dengan gelombang datar. Dalam kasus ini muka gelombang berbentuk sebuah bidang datar sebagaimana diilustrasikan dalam Gambar (3.3).



Gambar 3.3. Ilustrasi perambatan gelombang bidang. Tanda panah menunjukkan arah perambatan gelombang.

Muka gelombang dalam Gambar (3.3) merupakan sebuah permukaan dimana usikan atau gangguan (yang membentuk gejala gelombang itu) memiliki fase yang sama. Jika kita misalkan gelombang tersebut merambat dalam arah sumbu x , maka kita dapat menyatakan fasenya sebagai,

$$\phi = kx - \omega t + \phi_0 \quad (3.30)$$

Selanjutnya kita dapat pula menyatakan persamaan (3.30) dalam bentuk vektor gelombang, \mathbf{k} , yakni sebuah kuantitas yang amplitudonya merupakan angka gelombang, k , yang menunjukkan arah perambatan gelombang. Persamaan (3.30) berubah menjadi,

$$\phi = \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t + \phi_0 \quad (3.31)$$

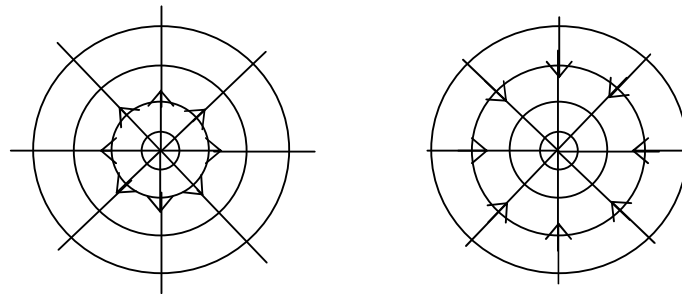
dengan \mathbf{r} merupakan vektor posisi dari muka gelombang dalam sistem koordinat yang bersesuaian. Sehingga fungsi gelombang dapat kita nyatakan dengan bentuk berikut,

$$\xi = \xi_0 \sin(k \cdot r - \omega t + \phi_0) \quad (3.32)$$

Lantas bagaimana dengan intensitas gelombang tersebut?

Kita telah mengetahui bahwa intensitas merupakan besaran yang setara dengan daya gelombang yang merambat per satuan luas muka gelombang. Karena daya terdistribusi secara merata, maka intensitas juga bersitas serba sama untuk suatu nilai amplitudo, frekuensi, dan kecepatan gelombang tertentu.

Selanjutnya kita akan meninjau bentuk lain yang sangat lazim dalam kajian gelombang bunyi. Berbeda dengan gelombang bidang, gelombang sferis sebagaimana disajikan dalam Gambar (3.4) memiliki muka gelombang berbentuk sferis sepusat (konsentris). Arah perambatannya dapat menuju atau meninggalkan arah titik pusat dari permukaan sferis tersebut bergantung kepada fasenya.



Gambar 3.4. Gelombang sferis dengan dua arah perambatan yang berbeda. Yang sebelah kiri bergerak menuju pusat dari permukaan sferik yang membentuk muka gelombang, sementara yang kanan dalam arah sebaliknya.

Sebagaimana yang berlaku untuk gelombang bidang, maka intensitas gelombang sferis dapat dihitung dengan prinsip yang sama. Hanya saja karena muka gelombang berbentuk sferik (bola) dengan $4\pi r^2$, maka selama perambatannya muka gelombang membesar (untuk kasus seperti Gambar (3.4) yang sebelah kiri) maupun mengecil dengan faktor r^{-2} . Jika kita misalkan bahwa daya yang dipancarkan oleh sumber gelombang sebagai P_0 , bernilai konstan maka intensitas gelombang sferik diberikan oleh,

$$I = \frac{P_0}{4\pi r^2} \quad (3.33)$$

Jika intensitas terukur atau diketahui dalam bentuk fungsi dari jarak radial r_0 , maka $P_0 = I_0 4\pi r_0^2$, sehingga intensitas untuk sembarang titik dapat dihitung dengan menggunakan hubungan,

$$I = I_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \quad (3.34)$$

Bentuk fungsi gelombang yang berlaku untuk gelombang sferik dapat kita peroleh dengan cara menyelesaikan persamaan gelombang untuk sumber titik dalam koordinat sferik. Hasilnya berbentuk,

$$\xi(r, t) = \xi_0 \left(\frac{r}{r_0} \right) \sin(kr - \omega t + \phi_0) \quad (3.35)$$

dengan nilai ξ_0 dan ϕ_0 dapat ditentukan dengan menggunakan syarat-syarat batas. Tampak jelas dari persamaan (3.35) bahwa amplitudo gelombang sferik berkurang dengan faktor r^{-1} .

Karena intensitas gelombang berbanding langsung dengan kuadrat amplitudonya, maka intensitas gelombang sferik dapat dinyatakan dalam bentuk,

$$I = \beta \xi_0^2 \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \quad (3.36)$$

Persamaan (3.36) ekuivalen dengan persamaan (3.34) untuk keadaan $I_0 = \beta \xi_0^2$. Konstanta kesebandingan, β , bergantung kepada sifat-sifat khusus medium dimana gelombang merambat.

Rangkuman

Sejauh ini kita telah mempelajari tentang perambatan gelombang bunyi. Bagaimana gelombang tersebut merambat dan faktor atau parameter yang mempengaruhinya. Sifat-sifat medium seperti bulk modulus, modulus Young, maupun prinsip hubungan stress-strain yang berlaku, serta telah kita lihat pula bagaimana pengaruh temperatur dan hubungan adiabatik yang berlaku untuk perambatan bunyi di dalam gas.

Begitu pula, kita telah melihat bagaimana tinjauan intensitas dan energi di dalam perambatan gelombang bunyi. Terdapat bentuk atau hubungan yang analog antara perambatan gelombang bidang maupun gelombang sferik. Keserupaan ini dapat dipertahankan dengan catatan tetap mempertimbangkan faktor bentuk dari muka gelombang sferik dibandingkan dengan muka gelombang yang berbentuk datar.

Bacaan Yang Disarankan

Ford, R. D. Introduction to Acoustics, Elsevier Publishing Company Limited. Amsterdam. 1970

Signell, P. PHYSNET Project. Modul m202 dan m203. Mich. State Univ. MI. 2002.
<http://www.physnet.org/>

Soal-soal Latihan

1. Seorang Indian mendeteksi kedatangan kereta api dengan cara mendekatkan telinganya ke rel kereta. Dengan begitu ia dapat mendeteksi perambatan bunyi melalui rel tersebut. Sekarang pandanglah rel tersebut sebagai sebuah batang pejal dan tentukanlah kecepatan rambat bunyi di dalamnya. Hitung pula kecepatan bunyi di udara jika diketahui bahwa modulus Young dan rapat massa rel berturut-turut bernilai $1,95 \times 10^{11} \text{ N/m}^2$, dan $7,850 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$, dan untuk udara berlaku $\gamma = 1,4$ $M=29,8 \text{ gram/mol}$, dan $R = 8,31 \text{ J/(K mol)}$.
2. Batang aluminium dan tembaga masing-masing memiliki tampang lintang sebesar $0,75 \text{ cm}^2$ disambung menjadi satu. Sebuah gelombang longitudinal dibangkitkan pada ujung batang tembaga dengan jalan memberinya sebuah sumber bergetar yang memiliki 675 Hz. Jika panjang gelombang bunyi di dalam bagian yang terbuat dari tembaga adalah 5,25 m, maka tentukanlah nilai parameter yang sama di dalam bagian aluminium. Modulus Young dan densitas aluminium adalah $6,9 \times 10^{10} \text{ N/m}^2$ dan $2,7 \text{ gram/cm}^3$, sementara parameter yang sejenis untuk tembaga adalah $11,2 \times 10^{10} \text{ N/m}^2$ dan $8,93 \text{ gram/cm}^3$.
3. Sebuah loudspeaker dipasang di salah satu ujung tabung sehingga gelombang longitudinal merambat melalui udara yang terdapat di dalam tabung tersebut. Jika ayunan yang ditimbulkan oleh loudspeaker dapat digambarkan menurut hubungan berbentuk, $y = (0,01 \text{ cm}) \sin [(8,0 \times 10^3 \text{ rad/s})t]$, y merupakan simpangan loudspeaker, sebagai fungsi waktu. Anggaplah tekanan udara bernilai 1 atmosfer. Hitunglah kecepatan rambat bunyi di dalam tabung, dan tuliskanlah bentuk fungsi gelombangnya ($\gamma = 1,4$, $\rho_0 = 1,33 \times 10^{-3} \text{ gram/cm}^3$, $1 \text{ atm} = 1,01 \times 10^5 \text{ N/m}^2$).
4. Gelombang longitudinal merambat sepanjang batang besi dengan tampang lintang 30 cm^2 . Rata-rata rapat energi yang terdistribusi di sepanjang volume batang tersebut adalah 4 J/m^3 . Hitunglah kecepatan bunyi dalam batang tersebut. Hitung pula intensitas gelombang di sepanjang batang, serta berapa daya yang harus disalurkan ke batang tersebut agar rapat energi tersebut di atas dapat dipertahankan?
5. Sebuah sumber titik memancarkan 50.000 joule energi setiap 20 sekon. Jika dianggap tidak terdapat energi yang hilang selama perambatan, maka hitunglah intensitas bunyi dalam dB pada suatu titik yang berjarak 100 meter dari sumber.