

1. α, β . $G(t-t') = \frac{1}{\gamma} e^{-\frac{m\omega_0^2}{\gamma}(t-t')} \Theta(t-t')$

$$(d) \quad x(t) = \int_{-\infty}^{\infty} G(t-t') f(t') dt' =$$

$$= \frac{1}{\gamma} \int_{-\infty}^t e^{-\frac{m v_0^2}{\gamma} (t-t')} f(t') dt'$$

γ) $d\eta^i$ zu

1d) afrikaner

$$\langle x(t) \rangle = \frac{1}{\gamma} \int_{-\infty}^t e^{-\frac{\gamma(t-t')}{\tau}} \langle f(t') \rangle dt'$$

Διότι αληθώς είναι η φύση της τῆς σουλῶν
 τῆς διαγῶνς ἐκφάνσεως τῆς φύσης
 εἶναι τοιαύτη οὐκ ἐστίν.

Ενδεικτικά $\langle f(t) \rangle = 0$ δηλαδή η μέση τιμή όλων των εκδόσεων της συνάρτησης, και είναι σίγουρα ελαφρώς μικρότερη

$$\langle x(t) \rangle = 0$$

definiere $\delta V(x) = \alpha x^2$

$$T: \langle x^2(t) \rangle$$

finden wir

$$x^2(t) = x(t) \cdot x(t) = \frac{1}{\gamma^2} \int_{-\infty}^t dt_1 e^{-\frac{m\omega_0^2}{\gamma}(t-t_1)} f(t_1) \int_{-\infty}^t dt_2 e^{-\frac{m\omega_0^2}{\gamma}(t-t_2)} f(t_2)$$

ausnutzen

$$\langle x^2(t) \rangle = \frac{1}{\gamma^2} e^{-\frac{2m\omega_0^2}{\gamma}t} \int_{-\infty}^t dt_1 e^{\frac{m\omega_0^2}{\gamma}t_1} \int_{-\infty}^t dt_2 e^{\frac{m\omega_0^2}{\gamma}t_2} \underbrace{\langle f(t_1)f(t_2) \rangle}_{2kT\delta(t_1-t_2)}$$

$$= \frac{2kT}{\gamma^2} e^{-\frac{2m\omega_0^2}{\gamma}t} \underbrace{\int_{-\infty}^t dt_1 e^{\frac{2m\omega_0^2}{\gamma}t_1}}_{\frac{\gamma}{2m\omega_0^2} e^{\frac{2m\omega_0^2}{\gamma}t}} \int_{-\infty}^t e^{\alpha t} = \frac{1}{\alpha} e^{\alpha t} \quad \alpha > 0$$

$$= \frac{kT}{\gamma m \omega_0^2}$$

bei $\alpha \rightarrow 0$ gilt $\omega_0 = 0$

Αντί αυθαισθητικά συν. παζιναν
 στατιστική ισορροπία δίων θεωρησάτ
 Τι δυναμική ακρίβεια απὸ χρῶ → ∞.

Αν ἡ δυναμική ἀκρίβεια ἡ ἀποκρίσιν εἴτε
 πρὸ χρόνου θ ὅτι εἰς κῆτ και πρὸ
 χρονική ἐξαρτήσῃ διαδορῶν
 Ας τὸ κάνοτε πρὸ δὲ ἐφῆτῃτῶ

$$\underline{t \geq 0} \quad \int_0^t e^{\alpha t} = \frac{1}{\alpha} (e^{\alpha t} - 1)$$

$$\underline{t \geq 0} \quad \langle x^2(t) \rangle = \frac{kT}{\gamma m \omega_0^2} \left(1 - e^{-\frac{2\gamma m \omega_0^2}{\gamma} t} \right)$$

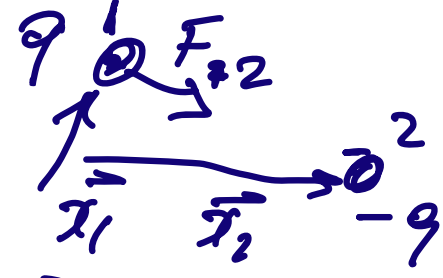
Ενὶ κῆτῶν εἰς κῆτ ὁ πρὸ $\omega_0 \rightarrow 0$

$$\underline{T \gg t} \quad \langle x^2(t) \rangle = \frac{kT}{\gamma m \omega_0^2} \left(\frac{2\gamma m \omega_0^2}{\gamma} t + O(\omega_0^4) \right)$$

$$\rightarrow \frac{2kT}{\gamma^2} t \quad \omega_0 \rightarrow 0$$

πρὸ εἰς κῆτ ἡ πρακτικὴ διαδορῇ πρὸ
πρὸ εἰς κῆτ.

2. α. $m \ddot{\vec{x}}_1 = q \vec{E} + \frac{kq^2 (\vec{x}_2 - \vec{x}_1)}{|\vec{x}_1 - \vec{x}_2|^3}$



$m \ddot{\vec{x}}_2 = -q \vec{E} - \frac{kq^2 (\vec{x}_2 - \vec{x}_1)}{|\vec{x}_1 - \vec{x}_2|^3}$

$\vec{X} = \frac{\vec{x}_1 + \vec{x}_2}{2}$ προσαφινόμενα
 έχω $2m \ddot{\vec{X}} = 0$

προφανώς διατηρείται ομοιογενής
 ο χώρος του πεδίου.

β. Η αντανάκλαση είναι τμή
 του πεδίου του $\mu = \frac{m}{2}$

και η σχετική του κίνηση διαφέρει
 από απλή κίνηση (εξωτερική κίνηση)

$\frac{m}{2} \ddot{\vec{x}} = q \vec{E} - \frac{qk \vec{x}}{r^3}$ $\vec{x} = \vec{x}_1 - \vec{x}_2$
 $r = |\vec{x}|$

δεδομένου τώρα ότι η κίνηση γίνεται

πάλι οι ημίσφαιρες είναι $\perp \vec{E} = E\hat{z}$

Εκπ: $\vec{r} \perp \vec{v}$ (κίνηση κυκλική)

$$\frac{m}{2} \ddot{x}_\perp = -\frac{qK}{r^3} x_\perp$$

Και στο $\vec{v}$ έχουμε την εξίσωση

κυκλική κίνηση $\vec{v} \perp \vec{r}$

και $\omega^2 = \frac{2qK}{r^3 m}$

ή $\boxed{r^3 = \frac{2qK}{m\omega^2}}$ (ρίθμος κέντρου)

και οι αλυσίδες:

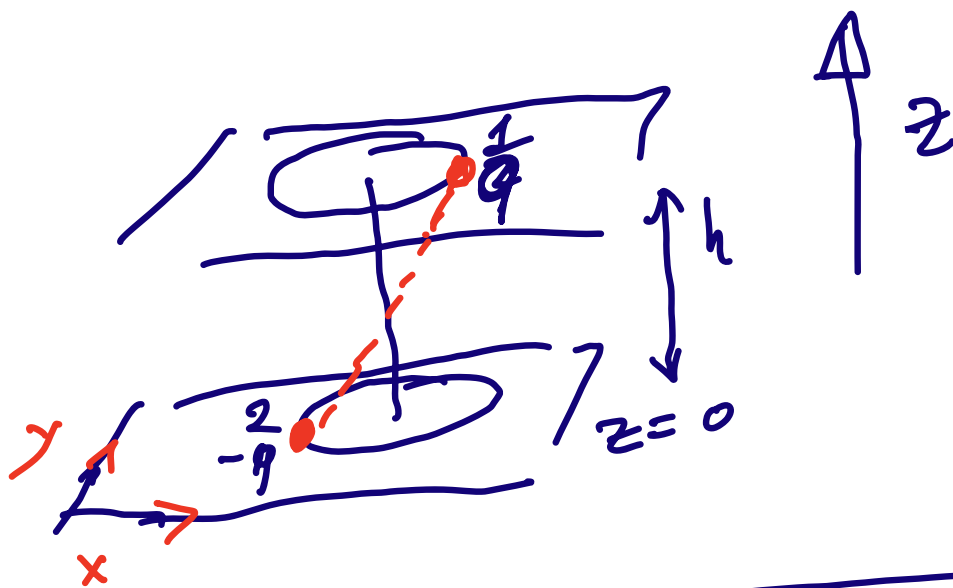
$$qE = \frac{qK}{r^3} h \text{ οπότε } h =$$

από τον 2ο νόμο του Νεύτωνα

$$\text{από } qE = \frac{m\omega^2}{2} h$$

δυσλ $\boxed{h = \frac{2qE}{m\omega^2}}$

Γιατί είναι σκόρπια το r ηρτρε,
 το κέντρο μάζας των κέντρων v_i
 είναι μηδέν, δια κατακρίβους
 ακτίνας. Επίσης κινούνται
 ανηδιαβλεψικά εν' κέντρων
 τους ακτίνας h ατετε z
 km v_i είναι ακίντο.



$$3. d. \quad \frac{\dot{I}}{2} = m_1 \vec{r}_1 \cdot \dot{\vec{r}}_1 + m_2 \vec{r}_2 \cdot \dot{\vec{r}}_2$$

$$\frac{\dot{I}}{2} = \underbrace{(m_1 \dot{\vec{r}}_1^2 + m_2 \dot{\vec{r}}_2^2)}_{2T} + m_1 \vec{r}_1 \cdot \ddot{\vec{r}}_1 + m_2 \vec{r}_2 \cdot \ddot{\vec{r}}_2$$

$$κα: m_1 \vec{r}_1 \cdot \ddot{\vec{r}}_1 = \vec{r}_1 \cdot -\frac{Gm_1 m_2 (\vec{r}_1 - \vec{r}_2)}{r_{12}^3}$$

$$m_2 \vec{r}_1 \cdot \ddot{\vec{r}}_2 = \vec{r}_2 \cdot \frac{G m_1 m_2}{r_{12}^3} (\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$$

$$\text{and } m_1 \vec{r}_1 \cdot \ddot{\vec{r}}_1 + m_2 \vec{r}_2 \cdot \ddot{\vec{r}}_2 =$$

$$= - \frac{G m_1 m_2}{r_{12}^3} (\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \cdot (\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$$

$$= - \frac{G m_1 m_2}{r_{12}}$$

or then $\frac{\underline{\dot{I}}}{2} = 2T + V$

or $V = - \frac{G m_1 m_2}{r_{12}}$

V is the sum of all the potential energies.

β - At any time, the total potential energy is the sum of all the potential energies of the particles.

$$V = - \sum_{i,j} \frac{G m_i m_j}{r_{ij}}$$

φ είναι η τιμή δυναμική.
 Επειδή η σφαιρική συμμετρία κρατάμε



$$\int_0^R \frac{4\pi r^3 \rho}{3} \left(\frac{4\pi r^2 dr}{r} \right) \rho =$$

$$= -\frac{4\pi}{3} 4\pi \rho^2 G \int_0^R r^4 dr = -\frac{4\pi}{3} \frac{4\pi}{3} \rho^2 R^6 \frac{3}{5R} \cdot G$$

$$M = \frac{4\pi}{3} \rho R^3 \quad \text{and} \quad V = -\frac{3GM^2}{5R}$$

γ) Εφόσον το σφαιρικό νέφος έχει
 σφαιρική συμμετρία και ομογενή πυκνότητα
 και ομογενή θερμοκρασία τότε

$$\text{ή νορίμως} \quad \frac{dI}{dt} = \sum \vec{x}_i \cdot \vec{p}_i \quad \text{ή}$$

Επομένως ο μεταβολή της τιμής
 μηχανικής της $\left\langle \frac{dI}{dt} \right\rangle = 0$

For circular orbit, for elliptical orbit

$$T W^b \text{ of } \langle T \rangle = - \langle V \rangle = + \frac{3}{5} \frac{GM^2}{R}$$

Πα' ο η γ α ρ ι ε ι ο η α α γ ρ α θ ζ ι α'

Τα σφάλματα είναι 2%.

Η ισχυρή ιδέα dens ex machina
ακυλτονοληθρύν τούτ τὶ ὑψὲς εἰς
καταρτίαν.

[illegible]

$$\langle E \rangle = \langle T \rangle + \langle V \rangle = - \langle T \rangle = -\frac{3}{2} N k T_n$$

და ი ბრტო უწყინიზა ციუზ

$$\frac{d\langle E \rangle}{dT_a} = -\frac{3Nk}{2} < 0$$

αυτοκίνητο

2/24/25
Avg. 1st exn Third out of 2.!

000 $f(x) = \frac{1}{x^2}$ is everywhere

[illegible]

$$\text{και } \epsilon \pi \tau \delta \dot{\gamma} < E) = \frac{3}{2} N k T_a = \frac{3}{10} \frac{GM^2}{R}$$

αυτ: σημαίνει οη η δεινυα γλ
 γ ε λαν R η τιδωα και
 τ: χελα συρρικνωτα.

$$\underline{4. \alpha.} \quad \mathcal{L} = \frac{1}{2} m \dot{x}_1^2 + \frac{1}{2} m \dot{x}_2^2 - \frac{1}{2} 2Kx_1^2 - \frac{1}{2} 2Kx_2^2 - \frac{1}{2} K(x_1 - x_2)^2$$

$$\epsilon \alpha \quad x = \begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \end{bmatrix} \text{ αυν η πρβ τι σφραη } \frac{1}{2} \left[\begin{matrix} 3Kx_1^2 \\ + 3Kx_2^2 \\ - 2Kx_1x_2 \end{matrix} \right]$$

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} x^T M x - \frac{1}{2} x^T K x$$

$$\text{οπλ} \quad M = m \underline{I} = m \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$\text{και} \quad K = k \begin{pmatrix} 3 & -1 \\ -1 & 3 \end{pmatrix}$$

$$R[x] = \frac{x^T K x}{x^T M x} = w_0^2 \frac{x^T K_0 x}{x^T x}$$

$$D \pi_n \quad W_0^2 = \frac{p_2}{m} \quad K_0 = \begin{pmatrix} 3 & -1 \\ -1 & 3 \end{pmatrix}$$

of $X_{\mathcal{L}(\alpha, \beta, \gamma, \delta, \epsilon, \zeta, \eta, \theta, \iota, \kappa, \lambda, \mu, \nu, \xi, \omicron, \pi, \rho, \sigma, \tau, \upsilon, \phi, \chi, \psi, \omega)}$ is

$$\text{of } 1 \text{ dimensionful} \quad \omega^2 \quad D_{\omega_0^2} K_0 X = \omega^2 X$$

මුහුණතේ ඇති සියලුම ස්වයං-ප්‍රතික්ෂේපකාරී ක්ෂේත්‍ර (self-repulsive fields) සඳහා

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial x_\alpha} = 0 \quad \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \frac{\omega_0^2 \sum_i K_{ii} x_i x_i}{x_i x_i} = \omega_0^2 \frac{2 K_{ii} x_i}{x_i x_i} -$$

$$\alpha = 1, 2 \quad - \omega_0^2 \frac{K_{ij} x_i x_j}{(x_i x_i)^2} 2 x_\alpha$$

$$d\lambda \quad \frac{\partial R}{\partial \lambda d} = 0 \Rightarrow \omega_0^2 K_0 x = \boxed{R[x]} dx$$

31
 32
 33
 34
 35
 36
 37
 38
 39
 40
 41
 42
 43
 44
 45
 46
 47
 48
 49
 50
 51
 52
 53
 54
 55
 56
 57
 58
 59
 60
 61
 62
 63
 64
 65
 66
 67
 68
 69
 70
 71
 72
 73
 74
 75
 76
 77
 78
 79
 80
 81
 82
 83
 84
 85
 86
 87
 88
 89
 90
 91
 92
 93
 94
 95
 96
 97
 98
 99
 100
 101
 102
 103
 104
 105
 106
 107
 108
 109
 110
 111
 112
 113
 114
 115
 116
 117
 118
 119
 120
 121
 122
 123
 124
 125
 126
 127
 128
 129
 130
 131
 132
 133
 134
 135
 136
 137
 138
 139
 140
 141
 142
 143
 144
 145
 146
 147
 148
 149
 150
 151
 152
 153
 154
 155
 156
 157
 158
 159
 160
 161
 162
 163
 164
 165
 166
 167
 168
 169
 170
 171
 172
 173
 174
 175
 176
 177
 178
 179
 180
 181
 182
 183
 184
 185
 186
 187
 188
 189
 190
 191
 192
 193
 194
 195
 196
 197
 198
 199
 200
 201
 202
 203
 204
 205
 206
 207
 208
 209
 210
 211
 212
 213
 214
 215
 216
 217
 218
 219
 220
 221
 222
 223
 224
 225
 226
 227
 228
 229
 230
 231
 232
 233
 234
 235
 236
 237
 238
 239
 240
 241
 242
 243
 244
 245
 246
 247
 248
 249
 250
 251
 252
 253
 254
 255
 256
 257
 258
 259
 260
 261
 262
 263
 264
 265
 266
 267
 268
 269
 270
 271
 272
 273
 274
 275
 276
 277
 278
 279
 280
 281
 282
 283
 284
 285
 286
 287
 288
 289
 290
 291
 292
 293
 294
 295
 296
 297
 298
 299
 300
 301
 302
 303
 304
 305
 306
 307
 308
 309
 310
 311
 312
 313
 314
 315
 316
 317
 318
 319
 320
 321
 322
 323
 324
 325
 326
 327
 328
 329
 330
 331
 332
 333
 334
 335
 336
 337
 338
 339
 340
 341
 342
 343
 344
 345
 346
 347
 348
 349
 350
 351
 352
 353
 354
 355
 356
 357
 358
 359
 360
 361
 362
 363
 364
 365
 366
 367
 368
 369
 370
 371
 372
 373
 374
 375
 376
 377
 378
 379
 380
 381
 382
 383
 384
 385
 386
 387
 388
 389
 390
 391
 392
 393
 394
 395
 396
 397
 398
 399
 400
 401
 402
 403
 404
 405
 406
 407
 408
 409
 410
 411
 412
 413
 414
 415
 416
 417
 418
 419
 420
 421
 422
 423
 424
 425
 426
 427
 428
 429
 430
 431
 432
 433
 434
 435
 436
 437
 438
 439
 440
 441
 442
 443
 444
 445
 446
 447
 448
 449
 450
 451
 452
 453
 454
 455
 456
 457
 458
 459
 460
 461
 462
 463
 464
 465
 466
 467
 468
 469
 470
 471
 472
 473
 474
 475
 476
 477
 478
 479
 480
 481
 482
 483
 484
 485
 486
 487
 488
 489
 490
 491
 492
 493
 494
 495
 496
 497
 498
 499
 500
 501
 502
 503
 504
 505
 506
 507
 508
 509
 510
 511
 512
 513
 514
 515
 516
 517
 518
 519
 520
 521
 522
 523
 524
 525
 526
 527
 528
 529
 530
 531
 532
 533
 534
 535
 536
 537
 538
 539
 540
 541
 542
 543
 544
 545
 546
 547
 548
 549
 550

γ). Η μέγιστη και ελάχιστη τιμή
της Πηχίτης προκύπτουν από εύκολη
τις δύο χαρακτηριστικές συχνότητες
ταλαντώσεων.

Αφ' ου $x = \begin{bmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{bmatrix}$

$$\text{Οπότε } P[x] = \omega_0^2 \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 3 & -1 \\ -1 & 3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{bmatrix}$$

$$= \omega_0^2 \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 3 \cos \theta - \sin \theta \\ -\cos \theta + 3 \sin \theta \end{bmatrix}$$

$$= \omega_0^2 \left[3 \cos^2 \theta - 2 \sin \theta \cos \theta + 3 \sin^2 \theta \right]$$

$$= \omega_0^2 [3 - \sin 2\theta]$$

Οπότε το μέγιστο τῆς Πηχίτης

συμβαίνει όταν $\sin 2\theta = -1$ ἢ $\theta = -\frac{\pi}{4}$

καὶ εἰς αὐτὴν $\omega^2 = 4\omega_0^2$ ἢ ἡ χαρακτηριστική $\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix}$

καὶ ἡ ελάχιστη, ποὺ συνίσταται ἀπὸ

ταλαντώσεων χαμηλότερης ἐνέργειας, συμβαίνει

$$\sin \frac{\pi}{4} = 1 \quad \text{in} \quad \theta = \pi/4.$$

Kann ich von $\vec{w}^2 = 2w_0^2$ her die Norm berechnen

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}$$

8) prüfen

$$\vec{w}_0 \begin{bmatrix} 3 & -1 \\ -1 & 3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix} = w_0^2 \begin{bmatrix} 4 \\ -4 \end{bmatrix} = 4w_0^2 \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix}$$

$$\text{Kann ich} \quad w_0^2 \begin{bmatrix} 3 & -1 \\ -1 & 3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} = w_0^2 \begin{bmatrix} 2 \\ 2 \end{bmatrix} = 2w_0^2 \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}$$

5.2, $\psi + \epsilon \varphi$ ist eine Variation $\psi \Rightarrow \psi + \epsilon \varphi$

$$\begin{aligned} S[\psi + \epsilon \varphi] &= \int d^4x \left(\left[\partial_t \psi + \epsilon \partial_t \varphi \right]^2 - \left(\nabla \psi + \epsilon \nabla \varphi \right)^2 \right) \\ &= S[\psi] + 2\epsilon \int d^4x \left[\partial_t \psi \partial_t \varphi - \nabla \psi \cdot \nabla \varphi \right] + O(\epsilon^2) \end{aligned}$$

$$\alpha \gamma \gamma i \quad \int d^4x \partial_t \psi \partial_x \varphi = \underbrace{\int d^4x \partial_t (\varphi \partial_x \psi)}_{\substack{|| \\ 0 \\ \text{δισκ. } \varphi=0 \text{ } |_{t_i}^{t_f}}} - \int d^4x \varphi \partial_{tt} \psi$$

$$\kappa \alpha' \quad \int d^4x \nabla \psi \cdot \nabla \varphi = \underbrace{\int d^4x \nabla (\varphi \nabla \psi)}_{|| 0} - \int d^4x \varphi \nabla^2 \psi$$

δισκ. $\varphi=0$

$$\alpha \alpha \quad S[\varphi + \epsilon \psi] = S[\varphi] + \epsilon \int d^4x \varphi [\nabla^2 \psi - \psi_{tt}] + O(\epsilon^2)$$

και καθιστάται

συνάρτηση ψ φ να ικανοποιεί αυτών τις
 συνοριακές συνθήκες εφόσον

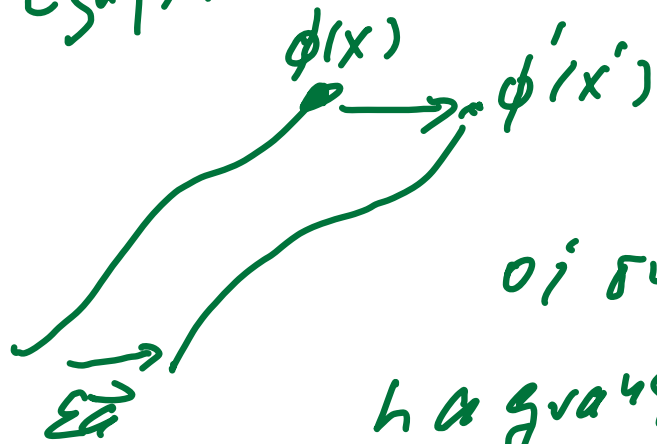
$$\text{ικανοποιείται } \psi_{tt} - \nabla^2 \psi = 0.$$

Π. ο μετασχηματισμός $\vec{x} \rightarrow \vec{x} + \epsilon \vec{a}$, $\forall \vec{a}$,
 οπότε

αποτελεί σφαιρικό. τι

δράσης. Αυτή γράφεται δύνα

ή Lagrangiana που είναι δL έχω
 εξίσωση αντί $\vec{x}$.



Θα το δείξω αυτή
 μεθοδικά

οι συλλήψεις της

η αλλαγή των ενοσι συντεταγμένων
 μπορεί να διατηρηθούν σταθερά

ενεργειακή μεταβολή

δυναμική ενεργειακή μεταβολή

τι η δίο. Εδώ μεταδίδονται με η δίο

και $\epsilon \vec{a}$. ορίζεται το νέο δίο

$$\phi'(\vec{x}') = \phi(\vec{x}' - \epsilon \vec{a}) \quad \text{όπου} \quad \vec{x}' = \vec{x} + \epsilon \vec{a}.$$

Αρα σε αυτήν η μεταβολή είναι

Λαμβάνοντας την μορφή

$$L = \int d^3x \mathcal{L}(\phi(x), \phi_t(x), \nabla\phi)$$

παιρνώντας ως άξονα αυτήν $\vec{x}$

είναι αναλλοίωτη. Διότι

η νέα L τού μετασχηματισμού είναι

η ίδια

$$L' = \int d^3x \mathcal{L}(\phi'(x), \phi'_t(x), \nabla_x \phi')$$

(Εδώ ο μετασχηματισμός που έχουμε

δεν αγγίζει τα ϕ)

$$= \int d^3x \mathcal{L}[\phi(x-\epsilon a), \phi_t(x-a), \nabla_x \phi(x-a)]$$

αλλά αν ορίσουμε τώρα μετασχηματισμό $y = x - \epsilon a$

$$d^3x = d^3y \quad \text{και}$$

$$L' = \int d^3y \mathcal{L}(\phi(y), \phi_t(y), \nabla\phi(y)) = L$$

ή λαμβάνουμε ^{εδώ} αναλλοίωτο και
 οι μεταβολές $\delta \psi$ μηδενίζονται.

Γι' αυτό προτιμούμε τις διατεταγμένες
 ποσότητες. Παράρουμε την ολική παράγωγο

και λαμβάνουμε ως

την x^ν

$$\frac{dL}{dx^\nu} = \frac{\partial h}{\partial(\partial_t \varphi)} \frac{\partial \partial_t \varphi}{\partial x^\nu} + \frac{\partial h}{\partial \partial_a \varphi} \frac{\partial \partial_a \varphi}{\partial x^\nu} + \frac{\partial h}{\partial x^\nu}$$

οπότε $\frac{\partial h}{\partial x^\nu} = 0$

$$\frac{dL}{dx^\nu} = \frac{\partial h}{\partial(\partial_t \varphi)} \partial_t (\partial_\nu \varphi) + \frac{\partial h}{\partial \partial_a \varphi} \partial_a (\partial_\nu \varphi)$$

$$= \partial_t \left(\frac{\partial h}{\partial \partial_t \varphi} \partial_\nu \varphi \right) + \partial_a \left(\frac{\partial h}{\partial \partial_a \varphi} \partial_\nu \varphi \right)$$

$$- \underbrace{\partial_\nu \varphi \left[\partial_t \left(\frac{\partial h}{\partial \partial_t \varphi} \right) + \partial_a \left(\frac{\partial h}{\partial \partial_a \varphi} \right) \right]}_0$$

$\delta + \delta \phi \in \kappa$ σε τι ϕ ικανοποιεί > $\dot{\phi}$
 (ξισοτιότητα κίνησης)

δωτημένη $\frac{dL}{dt} = \partial_t \left(\frac{\partial h}{\partial \partial_t \phi} \partial_t \phi \right) + \partial_\alpha \left(\frac{\partial h}{\partial \partial_\alpha \phi} \partial_\alpha \phi \right)$
 $\parallel$

$$\partial_\alpha \delta_\nu^\alpha L$$

από $\partial_t \left(\frac{\partial h}{\partial \partial_t \phi} \partial_t \phi \right) + \partial_\alpha \left(\frac{\partial h}{\partial \partial_\alpha \phi} \partial_\alpha \phi - \delta_\nu^\alpha L \right) = 0$

αυτή είναι ο νόμος διατήρησης

και η διατήρηση ορμής

ενδεικτικά $P_\nu = \int \frac{\partial h}{\partial (\partial_\nu \phi)} \partial_\nu \phi d^3x$

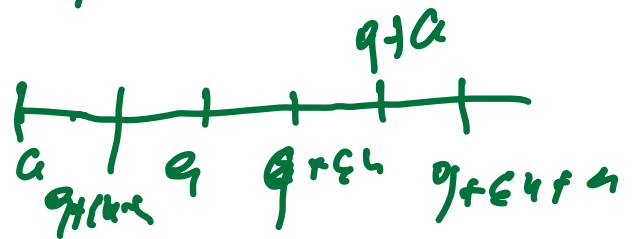
ή $P^1 = - \int \partial_t \phi \partial_r \phi d^3x$

$$\boxed{\vec{P} = - \int \partial_t \phi \vec{\nabla} \phi d^3x}$$

8) Τι είναι κίνηση σταθεράς ταχύτητας.

Θα ωρίσκει μεταβολή $q \rightarrow q + \epsilon \eta$

σε μία διάσταση



$$S[q+\epsilon\eta] = \int_{t_1}^{t_2} dt \left[\frac{1}{2} m (\dot{q} + \epsilon \dot{\eta})^2 + \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} dx \mathcal{L} + \frac{1}{2} \int_{q+\epsilon\eta-a}^{\infty} dx \mathcal{H} \right]$$

$$= \int_{t_1}^{t_2} dt \left[\frac{m}{2} \dot{q}^2 + \epsilon m \dot{q} \dot{\eta} + \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{q-a} \mathcal{H} dx + \frac{1}{2} \int_{q-a}^{q-a+\epsilon\eta} \mathcal{H} dx + \frac{1}{2} \int_{q+a}^{\infty} \mathcal{H} dx - \frac{1}{2} \int_{q+a}^{q+a+\epsilon\eta} \mathcal{H} dx \right] + O(\epsilon^2)$$

$$= S[q] + \epsilon \int_{t_1}^{t_2} \left[m \dot{q} \dot{\eta} + \frac{1}{2} \mathcal{H} \Big|_{q-a} - \frac{1}{2} \mathcal{H} \Big|_{q+a} \right] dt$$

δυναμική

$$\left. \frac{dS}{dt} \right|_{t_1}^{t_2} = \int_{t_1}^{t_2} \left[-m\ddot{q} + \frac{1}{2} h \Big|_{q-a} - \frac{1}{2} h \Big|_{q+a} \right] dt$$

Εχοντας ότι $\eta(t_1) = \eta(t_2) = 0$

η σταθερά η είναι 0

Επιπλέον, η η είναι

$$m\ddot{q} = -\frac{1}{2} \left[h \Big|_{q-a} - h \Big|_{q+a} \right]$$

η η είναι η σταθερά η

$$m\ddot{q} = -\frac{1}{2} \int_{\partial S} d\vec{S} \left[(\partial_t \psi)^2 - (\nabla \psi)^2 \right]$$

Ο $\vec{S}$ είναι ο διάνυσμα της επιφάνειας.

και $d\vec{S}$



αν θεωρούμε ότι είναι και $d\vec{S} = -d\vec{S}$



Καταγύγουμε ότι

$$m\ddot{q} = \frac{1}{2} \underbrace{\int_{\partial S'} d\vec{\sigma} \left[(\partial_t \psi)^2 - (\nabla \psi)^2 \right]}_{\vec{F}}$$

οτι $\vec{F}$ είναι η δύναμη που
δράσεται στο στέρεο αυτής
κρίσης.

Τα κύματα ικανοποιούν
και την εξίσωση σε ψ και
από την ύλη της συνοριακής
συνθήκης $\left. \nabla \psi \cdot \vec{n} \right|_{\partial S} = 0$ (οτι

είναι η συνοριακή συνθήκη της
ακρίσης) ικανοποιούν

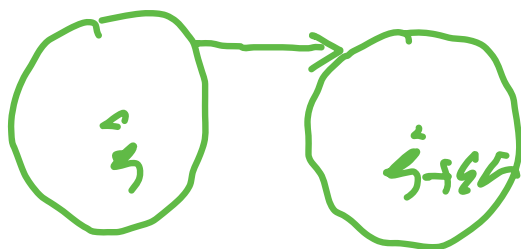
$$\text{Την } \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - (\nabla \psi)^2 = 0 \text{ στην } \partial.$$

δ) Λόγω της πίεσης $\vec{p}$ κείται
 στη φύση και το κεντρικό
 πεδίο, η ορμή το σύστημα
 δεν είναι σταθερή -

Αλλά ολν δ δράση
 πεδίου και κεντρών
 είναι αυξανόμενη

στη χροιά του συστήματος και
 πεδίου και

$$\vec{q} \rightarrow \vec{q} + \epsilon \vec{a}$$



η συνεισφορά του διατηρείται
 η συνεισφορά
 η ορμή του συστήματος και πεδίου

$$\vec{P} = m \vec{q} - \int_{S'} \sigma^3 x \partial_\epsilon \psi \vec{\nabla} \psi$$