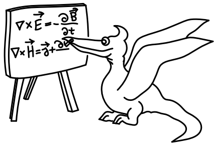

Seriál: Strunný

Tento díl bude vyvrcholením našeho seriálu. Odvodíme pohybové rovnice, které plynou z Nambu-Gotovy akce zavedené ve třetím díle. Řekneme si, že ji lze za určitých dodatečných podmínek (které lze ale vždy splnit) přepsat do tvaru vlnové rovnice klasické struny. Povíme si něco o řešeních pohybové rovnice a objevíme pojem D-brán. Přechod ke kvantové teorii provedeme tak, že z klasických pozorovatelných (v našem případě funkcí $X^\mu(\tau,\sigma)$ parametrizujících strunu v daném čase spolu s příslušnou hustotou hybnosti na struně) přejdeme k operátorům, které splňují kanonické komutační relace z minulého dílu seriálu. Dostaneme tak hledanou kvantovou teorii relativistické struny. Po tomto matematicky vyčerpávajícím dílu seriálu nás již příště čeká fyzikální diskuze toho, co v sobě teorie strun skrývá.

Pohybové rovnice relativistické struny

Začněme odvozením pohybových rovnic pro relativistickou strunu. Strunu pohybující se v D-rozměrném[1] prostoročase jsme parametrizovali funkcemi

$$\boldsymbol{X}(\tau,\sigma) = \left(X^0(\tau,\sigma), X^1(\tau,\sigma), \ldots, X^d(\tau,\sigma)\right)\,,$$

kde $d = D - 1$ je dimenze prostoru,[2] ve kterém se struna pohybuje. My už víme, že rozumnou akcí pro naši strunu je Nambu-Gotova akce

$$\mathcal{S}[\boldsymbol{X}(\tau,\sigma)] = \int_{\tau_1}^{\tau_2}\int_0^l \mathcal{L}\left(\dot{\boldsymbol{X}}, \boldsymbol{X}'\right)\,\mathrm{d}\sigma\mathrm{d}\tau\,,$$

kde jsme v analogii s klasickou strunou označili hustotu Lagrangiánu

$$\mathcal{L}(\dot{\boldsymbol{X}}, \boldsymbol{X}') = -\frac{T_0}{c}\sqrt{\left(\dot{\boldsymbol{X}}\cdot\boldsymbol{X}'\right)^2 - \left|\dot{\boldsymbol{X}}\right|^2\left|\boldsymbol{X}'\right|^2}\,.$$

Pro jednoduchost značíme $\dot{\boldsymbol{X}}$ derivaci vektoru podle τ a $\boldsymbol{X}'$ derivaci podle σ. Připomeňme také, že skalární součin a velikosti vektorů nepočítáme stejně jako v eukleidovské geometrii: pro vektory $\boldsymbol{A} = \left(A^0, A^1, A^2, \ldots, A^d\right)$ a $\boldsymbol{B} = \left(B^0, B^1, B^2, \ldots, B^d\right)$ máme předpis

$$\boldsymbol{A}\cdot\boldsymbol{B} = -A^0B^0 + A^1B^1 + A^2B^2 + \cdots + A^dB^d\,.$$

Velikost vektoru lze pomocí tohoto skalárního součinu spočíst jako $|A|^2 = \boldsymbol{A}\cdot\boldsymbol{A}$.

Víme již, že pohybové rovnice, které nám popisují vývoj struny v časoprostoru, určíme z podmínky nulovosti variace akce. Proveďme proto naposledy v tomto seriálu variaci

$$\delta\mathcal{S}\left[\boldsymbol{X}(\tau,\sigma)\right] = \int_{\tau_1}^{\tau_2}\int_0^l \mathcal{L}\left(\dot{\boldsymbol{X}} + \delta\dot{\boldsymbol{X}}, \boldsymbol{X}' + \delta\boldsymbol{X}'\right)\,\mathrm{d}\sigma\mathrm{d}\tau - \int_{\tau_1}^{\tau_2}\int_0^l \mathcal{L}\left(\dot{\boldsymbol{X}}, \boldsymbol{X}'\right)\,\mathrm{d}\sigma\mathrm{d}\tau\,. \tag{1}$$

[1] Uvažování obecného rozměru prostoročasu je nutné. Kdybychom se totiž omezili hned na začátku na $D = 4$, dostali bychom nekonzistentní teorii.

[2] Jednotlivé složky značíme souhrnně $X^\mu(\tau,\sigma)$.

Pro malé změny $\delta\boldsymbol{X}$ se členy na pravé straně liší jen málo a můžeme použít v případě prvního členu Taylorův rozvoj do prvního řádu, a to v obou proměnných $\dot{\boldsymbol{X}}$ i $\boldsymbol{X}'$. Dostáváme tak

$$\delta\mathcal{S}\left[\boldsymbol{X}(\tau,\sigma)\right] = \int_{\tau_1}^{\tau_2}\int_0^l \sum_{\mu=0}^{d}\left(\frac{\partial\mathcal{L}\left(\dot{\boldsymbol{X}},\boldsymbol{X}'\right)}{\partial \dot{X}^\mu}\frac{\partial\left(\delta X^\mu\right)}{\partial\tau} + \frac{\partial\mathcal{L}\left(\dot{\boldsymbol{X}},\boldsymbol{X}'\right)}{\partial X'^\mu}\frac{\partial\left(\delta X^\mu\right)}{\partial\sigma}\right)\mathrm{d}\sigma\mathrm{d}\tau\,,$$

kde první člen v rozvoji se odečetl s druhým členem v (1) a další členy v rozvoji jsou úměrné prvním derivacím hustoty Lagrangiánu. Ve výrazu výše jsme také prohodili derivaci a variaci δ.

Protože se nám začínají výrazy komplikovat, označme

$$\mathcal{P}^\tau_\mu = \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\dot{X}^\mu}\,,\quad \mathcal{P}^\sigma_\mu = \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial X'^\mu}. \tag{2}$$

Stejně jako u všech ostatních variací, i nyní bude následujícím krokem použití per partes, v jednom případě k prohození derivace podle τ a ve druhém k prohození derivace podle σ

$$\delta\mathcal{S}\left[\boldsymbol{X}(\tau,\sigma)\right] = -\int_{\tau_1}^{\tau_2}\int_0^l \sum_{\mu=0}^{d}\left(\frac{\partial\mathcal{P}^\tau_\mu}{\partial\tau} + \frac{\partial\mathcal{P}^\sigma_\mu}{\partial\sigma}\right)\delta X^\mu\,\mathrm{d}\sigma\mathrm{d}\tau + \int_0^l\sum_{\mu=0}^{d}\left[\mathcal{P}^\tau_\mu\delta X^\mu\right]_{\tau_1}^{\tau_2}\mathrm{d}\sigma$$
$$+\int_{\tau_1}^{\tau_2}\sum_{\mu=0}^{d}\left[\mathcal{P}^\sigma_\mu\delta X^\mu\right]_0^l\mathrm{d}\tau\,.$$

Nyní se však objevily dva okrajové členy. Jeden z těchto členů je nulový, protože stejně jako v případě volné částice či klasické struny předpokládáme, že známe počáteční a koncovou konfiguraci struny, tj. $\delta X^\mu(\tau_1,\sigma) = \delta X^\mu(\tau_2,\sigma) = 0$.

Vymizení druhého okrajového členu si zaslouží vlastní kapitolu a podíváme se na něj za chvíli. Aby tedy byla variace akce nulová pro všechny $\delta X^\mu(\tau,\sigma)$, musí být nulový i výraz v závorce a dostáváme tak pohybové rovnice pro relativistickou strunu

$$\frac{\partial\mathcal{P}^\tau_\mu}{\partial\tau} + \frac{\partial\mathcal{P}^\sigma_\mu}{\partial\sigma} = 0\,.$$

Okrajové podmínky a D-brány

Nyní je čas vrátit se zpět k okrajovému členu ve variaci Nambu-Gotovy akce. Nulovosti tohoto členu docílíme tak, že

$$\left[\mathcal{P}^\sigma_\mu\delta X^\mu\right]_0^l = \mathcal{P}^\sigma_\mu(\tau,l)\delta X^\mu(\tau,l) - \mathcal{P}^\sigma_\mu(\tau,0)\delta X^\mu(\tau,0) = 0$$

pro všechna $\mu = 0,1,2,\ldots,d$. Existuje několik možností, jak nulovosti docílit, a ty si nyní podrobněji rozebereme.

1. *Uzavřené struny* nemají žádný okraj, a proto není ani potřeba anulovat žádný okrajový člen. Hodnoty $\sigma = 0$ a $\sigma = l$ zde odpovídají témuž bodu na světoploše. Na tento případ lze proto nahlížet také tak, že se příslušné dva členy ve vztahu výše odečtou díky tomu, že jde o hodnoty v témže bodě.
2. *Otevřené struny* přinášejí zajímavější možnosti. Uvažujme pro jednoduchost jeden index μ odpovídající nějakému prostorovému rozměru a jeden z konců otevřené struny. Máme následující dvě možnosti, jak zajistit nulovost:

- V případě tzv. *Neumannovy okrajové podmínky* je $\mathcal{P}^\sigma_\mu(\tau, 0) = \mathcal{P}^\sigma_\mu(\tau, l) = 0$. Toto je dodatečná podmínka na konce struny, které se v tomto směru pohybují jinak volně.
- V případě tzv. *Dirichletovy okrajové podmínky* máme na okraji $\delta X^\mu = 0$. To znamená, že je poloha konce struny v tomto směru fixována. Konec struny se v tomto směru nemůže pohybovat libovolně, ale je vázán na pevnou trajektorii.

Na každém konci otevřené struny a pro každou prostorovou dimenzi můžeme zvolit buď Dirichletovu, nebo Neumannovu okrajovou podmínku. V d prostorových dimenzích musíme tak zvolit celkem $2d$ okrajových podmínek. Podle toho, jak tyto podmínky namícháme, dostáváme různé fyzikální situace. Uvažujme například otevřenou strunu, která splňuje Dirichletovy okrajové podmínky na obou koncích v p prostorových dimenzích, tedy $\delta X^\mu = 0$ pro $\mu = 1, 2, \ldots p$ a Neumannovy podmínky v ostatních rozměrech. Konce struny se nemohou volně pohybovat v těchto směrech a mají tedy pevnou souřadnici (obecně však pro oba konce různou). Jsou připevněny k $p = d - q$ rozměrnému objektu, který nazýváme Dp-bránou.[3] Tento název vznikl složením sousloví Dirichletova-membrána, tj. membrána v časoprostoru, která odpovídá Dirichletově okrajové podmínce pro strunu.

D-brány jsou objekty, na kterých žijí otevřené struny. Z naší analýzy se nám tak přirozeně vynořily objekty, které hrají významnou roli v dnešní teoretické fyzice a výrazně přesahují rámec teorie strun. Existují například modely vesmíru, které předpokládají, že žijeme na 4-rozměrné D-bráně ve více rozměrném prostoročasu. Některé modely vzniku vesmíru zase předpokládají, že se všechny částice zrodily při kolizi a následném vymizení (anihilaci) dvou nestabilních D-brán během velkého třesku. D-brány stály také u vzniku tzv. AdS/CFT korespondence. Ukázalo se totiž, že dvě zcela odlišné teorie (teorie gravitace na anti de-Sitterově pozadí a konformní teorie pole na jeho hranici) jsou svázány nečekanou dualitou. Gravitaci v D dimenzích můžeme popsat kvantovou teorií v $D - 1$ dimenzích. Není to užasné?! AdS/CFT korespondence se stala centrem výzkumu mnohých teoretických fyziků a dodnes jí nikdo pořádně nerozumí.

Řešení pohybové rovnice relativistické struny

Přestože jsme nepočítali explicitně derivace (2), dokážeme si představit jejich komplikovanost. Dosazením do pohybové rovnice bychom pak dostali prakticky neřešitelnou soustavu diferenciálních rovnic. Naštěstí se nám podaří rovnici tak zjednodušit, že již nebude dále co řešit. Získáme totiž vlnovou rovnici, kterou jsme vyřešili již v úloze ke třetímu dílu seriálu.

Využijeme toho, že v našem popisu struny je veliká nejednoznačnost. Fyzikálně přeci nemůže záviset na tom, jak popisujeme světoplochu struny. Nesmí záviset na tom, jak vypadají čáry konstantního τ a σ na světoploše. Rozhodující je pouze tvar této světoplochy. Jinak řečeno, různé funkce $X^\mu(\tau, \sigma)$ mohou popisovat stejný vývoj struny. Můžeme tedy vybrat parametrizaci (křivky konstantního τ a σ) speciálně tak, aby se nám pohybové rovnice zjednodušily.

Už dříve jsme volili tyto čáry konstantního τ a σ navzájem kolmé. To můžeme určitě vždy udělat a vede to na podmínku

$$\boldsymbol{X}'(\tau, \sigma) \cdot \dot{\boldsymbol{X}}(\tau, \sigma) = 0\,. \tag{3}$$

Vždy také můžeme zařídit to, že $\sigma \in (0, 2\pi)$. Máme-li totiž funkci $X^\mu(\tau, \tilde{\sigma})$ parametrizující světoplochu a konce struny odpovídající $\tilde{\sigma} = 0$ a $\tilde{\sigma} = l$, stačí vzít $\sigma = 2\pi\tilde{\sigma}/l$ a máme tuto podmínku splněnu. Dále můžeme měnit to, jak jsou na sebe „nahuštěny“ čáry konstantního τ,

[3] Pokud nespecifikujeme rozměr tohoto objektu, mluvíme jen o D-bráně.

tedy jak daleko jsou od sebe tyto čáry odpovídající parametru τ lišícího se o jednotku. Vždy můžeme brát[4]

$$\left|\dot{\boldsymbol{X}}\right|^2 = -\left|\boldsymbol{X}'\right|^2 . \tag{4}$$

Zvolíme-li nyní libovolně čáry konstantního σ na světoploše, fixují nám tyto podmínky již jednoznačně parametrizace celé světoplochy. Vezmeme-li podmínky (3), (4) v úvahu, derivace (2) se dramaticky zjednoduší a lze ukázat,že

$$\mathcal{P}^\tau_\mu = \frac{T_0}{c}\eta_{\mu\mu}\dot{X}^\mu , \quad \mathcal{P}^\sigma_\mu = -\frac{T_0}{c}\eta_{\mu\mu}X'^\mu ,$$

kde $\eta_{\mu\mu}$ je stejně jako v prvním díle seriálu rovna -1 pro $\mu = 0$ a $\eta_{\mu\mu} = 1$ jinak. Dosazením do pohybové rovnice dostáváme opravdu vlnovou rovnici

$$\ddot{X}^\mu - X''^\mu = 0$$

pro každý směr v časoprostoru μ.

Toto je rovnice, kterou jsme se již naučili řešit. Můžeme očekávat, že půjde o nějakou kombinaci sinů a kosinů stejně jako v jedné z předchozích seriálových úloh. Kromě těchto členů bude obecné řešení obsahovat také lineární část v proměnné τ. Řešení rovnice by vedlo na zdlouhavý a ne příliš zajímavý výpočet, a proto ihned řešení napíšeme a pouze ho okomentujeme. Poctivý čtenář si může vyzkoušet, že jsou pohybové rovnice i okrajové podmínky splněny.

V případě otevřené struny s volnými konci bychom například dostali řešení

$$X^\mu(\tau,\sigma) = x^\mu_0 + 2\alpha' p^\mu \tau + \mathrm{i}\sqrt{2\alpha'}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{\sqrt{n}}\left(a^\mu_n \mathrm{e}^{-\mathrm{i}n\tau} - a^{\dagger\mu}_n \mathrm{e}^{\mathrm{i}n\tau}\right)\cos n\sigma . \tag{5}$$

V řešení se vyskytuje spousta konstant, jejichž význam si nyní vysvětlíme. První dva členy popisují pohyb středu struny, zatímco poslední člen se sumou odpovídá oscilacím struny. Jelikož je struna velmi malá,[5] očekáváme, že se bude z dálky jevit jako bodová částice. Pokud na tuto částici nepůsobí žádná síla, očekáváme, že se bude pohybovat rovnoměrně přímočaře. To zajišťují právě první dva členy, které popisují pohyb hmotného středu struny. Dosadíme-li do výrazu $\tau = 0$, zjistíme, že poloha hmotného středu je určena právě konstantami x^μ_0. Zderivujeme-li výraz podle τ, měli bychom získat výraz, který odpovídá rychlosti. První člen řešení při derivaci vypadne a posledního oscilujícího členu si zatím nevšímáme. Jako rychlost hmotného středu můžeme tedy identifikovat $2\alpha' p^\mu_0$. Konstantu $2\alpha'$ jsme zavedli pouze z konvenčních důvodů a zajišťuje to, že můžeme p^μ_0 považovat za hybnost struny. α' je konstanta všudypřítomná v teorii strun, ve které se objevila již od jejího samotného počátku. Tuto konstantu lze také vyjádřit jakožto funkci napětí struny T_0, ale nebudeme se nyní zdržovat takovými maličkostmi.

Nyní přejděme k části obsahující sumu. I zde se objevuje konvenční konstanta, tentokrát $\mathrm{i}\sqrt{2\alpha'/n}$, kde i je imaginární jednotka. Někoho by mohla zmást exponenciála komplexního čísla. Té se ovšem nemusíme bát, protože podle definice platí

$$\mathrm{e}^{a+\mathrm{i}b} = \mathrm{e}^a(\cos b + \mathrm{i}\sin b)$$

a pomocí tohoto výrazu dostaneme v rozvoji (5) očekávané členy se siny a kosiny a nyní již s reálnými argumenty. Celkově máme následující parametry řešení pohybové rovnice pro otevřenou relativistickou strunu s volnými konci: x^μ_0 a p^μ_n pro všechna n přirozená čísla a $\mu = 0, 1, \ldots d$.

[4] Všimněme si znaménka na pravé straně. To odpovídá tomu, že je vektor $\dot{\boldsymbol{X}}$ časupodobný a jeho velikost na druhou je záporná. Znaménka se tak vyruší.

[5] Tak malá, že ji ještě nikdy nikdo nepozoroval.

Kvantujeme strunu!

Tato kapitola bude úvodem ke kvantování relativistické struny. Protože jde většinou o náročné výpočty s komplikovaným vysvětlením, nebudeme vše dělat do detailu, ale jen celou proceduru nastíníme.

Prvním krokem ke kvantové teorii je povýšení klasických veličin na operátory a postulování kanonických komutačních relací mezi nimi. Musíme tedy najít analogii polohy částice a její hybnosti v případě struny. Jak lze snadno vytušit, polohám bude odpovídat $X^\mu(\tau,\sigma)$. Hybnost musí v nějakém smyslu odpovídat časové derivaci polohy. Rozumným kandidátem na roli hybnosti bude proto funkce $\mathcal{P}^\tau_\mu(\tau,\sigma)$, která je až na konstantu derivací $X^\mu(\tau,\sigma)$ podle parametru τ.

Při řešení vlnové rovnice je ovšem potřeba vzít v úvahu vztahy, které nám zafixovaly parametrizaci struny. Lze proto očekávat, že ne všechna $X^\mu(\tau,\sigma)$ a $\mathcal{P}^\tau_\mu$ budou nezávislé, ale obecně jsou spojeny podmínkami fixujícími parametrizaci. Je-li dimenze časoprostoru D, pak bude nezávislých komponent jen $D-2$. To lze přirozeně očekávat, vezmeme-li v úvahu fakt, že teorie musí být nezávislá na parametrizaci světoplochy, která je dvourozměrná. To není úplně pravda a přesné vyšetřování podmínek na fixování parametrizace dovolují ještě dvě další proměnné, které označíme x_0^- a p^+. Ty odpovídají kombinacím poloh a hybností hmotného středu ve zbývajících dvou rozměrech. Celkově máme následující nezávislé operátory kvantové teorie relativistické struny

$$\hat{X}^I(\tau,\sigma),\quad \hat{\mathcal{P}}^{\tau I},\quad \hat{x}_0^-,\quad \hat{p}^+\,, \tag{6}$$

kde nyní $I=2,3,\dots,d$. Stříšky nad písmenky znamenají, že již nejde o číslo, ale o operátor. Máme-li definovány operátory, je dalším krokem pro kvantování postulování komutačních relací. Minule jsme se dozvěděli, že kanonické komutační relace mezi operátorem polohy a operátorem hybnosti mají tvar

$$[\hat{x}_i,\hat{p}_j]=\mathrm{i}\hbar\delta_{ij}\,,$$

kde δ_{ij} je nulové, pokud $i\neq j$, a je rovno jedné, pokud jsou si indexy rovny. V našem případě máme však indexy dva. Máme index I a k tomu ještě spojitý index σ. Zobecněním komutačních relací je

$$\left[\hat{X}^I(\tau,\sigma),\hat{\mathcal{P}}^{\tau J}(\tau,\tilde{\sigma})\right]=\mathrm{i}\hbar\delta_{IJ}\delta(\sigma-\tilde{\sigma})\,,$$

kde jsme $\delta(\sigma-\tilde{\sigma})$ nazvali δ-funkcí a je zobecněním symbolu δ_{ij} pro případ spojitého indexu σ. Z matematického pohledu jde o příklad tzv. distribuce, ale my se pro nyní spokojíme s intuitivním pohledem, že jde pouze o zobecnění δ_{ij}. Kromě komutačních relací výše musíme také postulovat

$$\left[\hat{x}_0^-(\tau),\hat{p}^+(\tau)\right]=-\mathrm{i}\hbar$$

a všechny ostatní komutátory operátorů (6) jsou nulové.

Máme prozatím nekonečně mnoho kvantových operátorů (6) parametrizovaných spojitým parametrem σ.[6] Bude výhodné přejít od tohoto spojitého parametru k diskrétnímu. To nám přinese dvě výhody. Operátory budeme schopni očíslovat přirozenými čísly namísto reálného σ a navíc se nám z δ-funkce stane δ_{ij}, se kterým už umíme pracovat. Jak tedy provést diskretizaci? My již známe klasické řešení (5) pohybové rovnice. V rozvoji jsou již koeficienty číslované celými čísly μ a n. V kvantové teorii se z koeficientů stanou operátory a máme tak novou množinu operátorů

$$\hat{a}_n^I,\quad \hat{a}_n^{\dagger I},\quad \hat{x}_0^I,\quad \hat{p}_0^I,\quad \hat{x}_0^-,\quad \hat{p}^+\,.$$

[6] Každému odpovídá σ jeden operátor.

Vidíme, že již všechny spojité indexy zmizely a zůstaly jen diskrétní $I = 2, 3, \ldots, d$ a n přirozená čísla. Trocha počítání s integrály a δ-funkcemi by nám umožnila spočítat komutátory těchto operátorů

$$\left[a_m^I, a_n^{\dagger J}\right] = \eta^{IJ}\delta_{mn}\,, \quad \left[a_m^{\dagger I}, a_n^{\dagger J}\right] = 0\,, \quad \left[a_m^I, a_n^J\right] = 0\,.$$

Poslední ingrediencí, kterou budeme příště potřebovat, je operátor energie, tj. Hamiltonián. Jeho tvar lze opět spočíst ze znalosti Lagrangiánu. My jeho tvar ale uhádneme. Využijeme zkušenosti získané z klasické struny. Energie je součtem kinetické a potenciální energie. Kinetická energie je úměrná hybnosti na druhou, zatímco potenciální energie byla v případě klasické struny úměrná derivaci parametrizace struny v pevném čase. V analogii s klasickou strunou nás nepřekvapí tvar Hamiltoniánu

$$\hat{H} = \int_0^{2\pi} \mathrm{d}\sigma \left(\pi\alpha' \hat{\mathcal{P}}^{\tau I}\hat{\mathcal{P}}^{\tau I} + \frac{1}{4\pi\alpha'}\hat{X}'^I \hat{X}'^I\right)\,.$$

My jsme ovšem řekli, že budeme pracovat s diskrétní množinou operátorů, a proto musíme i předpis pro Hamiltonián vyjádřit pomoci této množiny. Dosazením z řešení pohybové rovnice dostaneme jednoduchý výraz[7]

$$\hat{H} = \alpha' \sum_{I=2}^{d} p^I p^I + \sum_{j=-\infty}^{\infty} \sum_{I=2}^{d} j a_j^{\dagger I} a_j^I - 1\,.$$

Zde vidíme, proč jsme volili konstanty v řešení pohybové rovnici tak, jak jsme volili. Je to proto, aby nám vyšel vztah pro energii takto jednoduše.

Nyní máme všechny potřebné ingredience k tomu, abychom našli všechny fyzikální stavy naší teorie. V příštím díle se zaměříme na tyto stavy a ukážeme si, že různé módy kmitající struny odpovídají různým částicím. První mód pro uzavřené struny bude například odpovídat gravitonu (částici způsobující gravitaci), zatímco první mód otevřené struny odpovídá fotonu (částici světla, ale také částici zprostředkující elektrickou a magnetickou interakci).

Příště si také povíme o problémech teorie, kterou jsme vybudovali, a jaká jsou řešení těchto problémů. Jedním z problémů je to, že naše teorie neobsahuje fermiony (například elektron), které se v našem světě vyskytují. Teorie je tedy neúplná. Řešením tohoto problému je supersymetrie a teorie superstrun, která je o něco komplikovanější než teorie bosonových strun, o které jsme se již leccos naučili. Druhým problémem je existence tachyonu, tedy částice s imaginární hmotností. Řešením je opět přechod k teorii superstrun, ale ne tak úplně. Řekneme si, že tachyony jsou v teorii strun něco přirozeného a nastíníme jejich roli. Dalším problémem je předpovězená dimenze časoprostoru $D = 26$, kterou zatím ještě nikdo nepozoroval. Na závěr zmíníme pár zajímavostí a aplikací teorie strun, které vás snad motivují k hlubšímu studiu teorie a jednou třeba i výzkumu na tomto aktivním poli teoretické fyziky.

Fyzikální korespondenční seminář je organizován studenty MFF UK. Je zastřešen Oddělením pro vnější vztahy a propagaci MFF UK a podporován Ústavem teoretické fyziky MFF UK, jeho zaměstnanci a Jednotou českých matematiků a fyziků.

Toto dílo je šířeno pod licencí Creative Commons Attribution-Share Alike 3.0 Unported.
Pro zobrazení kopie této licence, navštivte `http://creativecommons.org/licenses/by-sa/3.0/`.

[7]Zde je potřeba použít ještě relativistické invariance teorie. Relativističnost jsme narušili zvolením parametrizace světoplochy a aby byla výsledná teorie relativisticky invariantní, musí být například dimenze časoprostoru rovna 26. Dalším důsledkem je také tento jednoduchý tvar Hamiltoniánu.