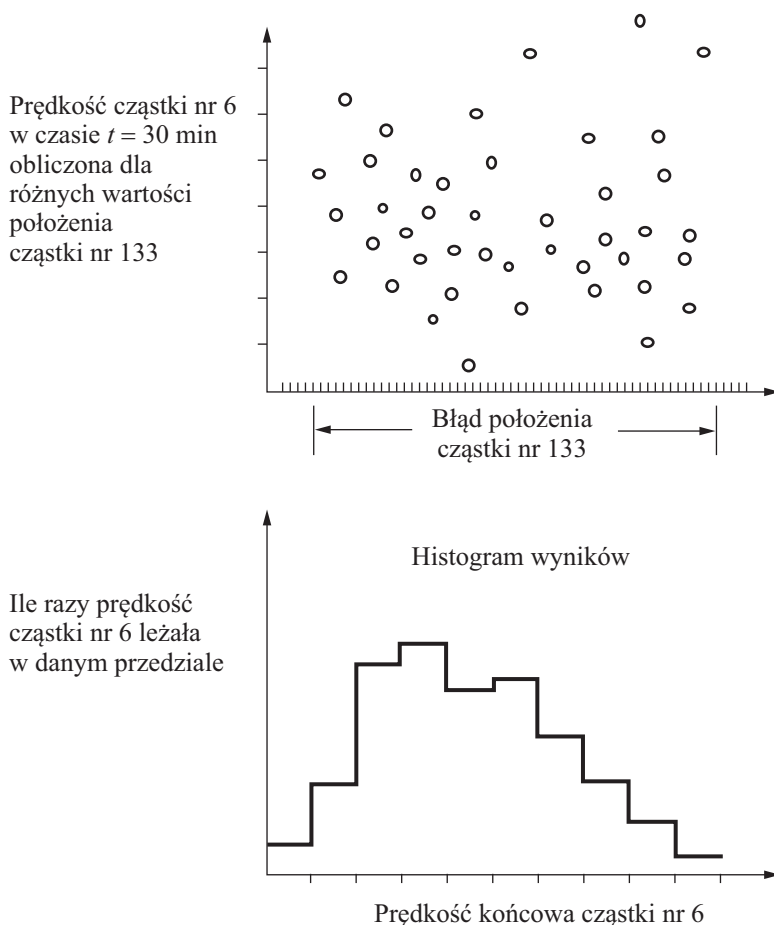


(jakże często słyszeliśmy ten zwrot!) i wyrzucamy wszystkie te sytuacje, w których coś się dzieje z aparaturą, że przestaje płynąć prąd, bo przepalił się bezpiecznik, albo że ktoś uderza młotkiem w puszkę. Nigdy nie robimy eksperymentów na Wszechświecie takim, jakim go zastajemy, lecz raczej sterujemy wszystkim, aby przygotować dość starannie układy, na których robimy eksperymenty.

Bardziej zadowalający sposób przedstawienia postulatów mechaniki statystycznej mógłby wyglądać następująco. Przypuśćmy, że znamy wszystkie szczegóły (klasycznego) układu, takie jak masa gazu, z nieskończoną dokładnością. To znaczy, znamy położenia i prędkości wszystkich cząstek w pewnej chwili  $t = 0$ . Możemy wtedy (pomijając faktyczne trudności w praktyce) dokładnie obliczyć, jeśli znamy dokładnie prawa natury, i poznać zachowanie oraz stan wszystkich innych cząstek w dowolnym momencie w przyszłości. Ale teraz przypuśćmy, że istnieje jakaś mała niepewność w naszych pomiarach lub w naszej wiedzy o jakimkolwiek fakcie, który wchodzi do obliczeń, położenia, prędkości jakiegokolwiek cząstki, lub mała niepewność w dokładności, z jaką znamy oddziaływania cząstek. Nie ma znaczenia (poza kontrprzykładami zaprojektowanymi przez matematyków), gdzie jest ta niepewność. Jeśli taka niepewność istnieje, będziemy musieli opisać stan końcowy, uśredniając po niepewności, a jeśli upłynie wystarczająco długi czas, który będzie tym krótszy, im większa będzie niepewność i im większy będzie układ, to przewidywania pomiarów będą bardzo bliskie tym, które daje kanoniczna teoria równowagi termodynamicznej.

Jeśli na przykład wykreślimy prędkość cząsteczki numer 6 w czasie  $t = 30$  min jako funkcję jakiegokolwiek innej zmiennej początkowej w układzie, takiej jak początkowe położenie lub prędkość cząsteczki numer 133, to znajdziemy niezwykle skomplikowaną krzywą o bardzo, bardzo drobnych szczegółach, która powinna uśrednić się do wyników „równowagowych”, gdy tylko uśrednimy początkową, skończoną niepewność danej zmiennej. Innymi słowy, rozkład wartości końcowych w rozważanym zakresie powinien być bardzo podobny do rozkładu „równowagowego” (rysunek 2.2).

Fizycznie zadowalające omówienie termodynamiki i mechaniki statycznej można osiągnąć tylko wtedy, gdy uzna się, że problem polega na określeniu warunków w układzie, w którym różne rzeczy dzieją się z bardzo różną szybkością. Tylko wtedy, gdy te szybkości są wystarczająco różne, termodynamika jest użyteczna. Dlatego teoria termodynamiki musi rozróżniać procesy wolne i szybkie. Gdy mówimy o równowadze termodynamicznej dla naszej masy gazu, nie czekamy na nieskończony czas, ale na czas bardzo długi w porównaniu z pewną klasą oddziaływań (na przykład zderzeń molekularnych), które tworzą rozważany przez nas rodzaj równowagi. Badając tlen w metalowej puszcze, nie czekamy tak długo, aż ścianki puszkę utleniają się albo metal wyparuje w przestrzeń, co w końcu powinien zrobić, bo ma skończoną prężność par, ani nie rozważamy wszystkich reakcji jądrowych, które raz na jakiś bardzo długi czas zachodzą (zgodnie z naszą teorią) dla zderzających się cząsteczek.



Rysunek 2.2

Musimy być ostrożni przy interpretacji wyników naszych teorii, gdy są one traktowane z pełnym rygorem matematycznym. Nie mamy wystarczająco dobrze zdefiniowanego rygoru fizycznego. Jeśli w naszej definicji teorii jest coś bardzo nieznacznie błędne, to pełny rygor matematyczny może przekształcić te błędy w absurdalne wnioski.

Pytanie brzmi, jak w mechanice kwantowej opisać koncepcję, że stan Wszechświata w przeszłości był czymś szczególnym. Oczywistym sposobem jest stwierdzenie, że funkcja falowa świata (jeśli taka istnieje) była pewnym  $\psi_0$  w chwili  $t = -$  (wiek Wszechświata). Ale to oznacza, że funkcja falowa  $\psi$  w chwili obecnej mówi nam nie tylko o naszym świecie, ale równie dobrze o wszystkich innych możliwych Wszechświatach, które mogły wyewoluować z tego samego początku. To paradoks kota na wielką skalę. Równie reprezentowany jest „nasz świat” oraz