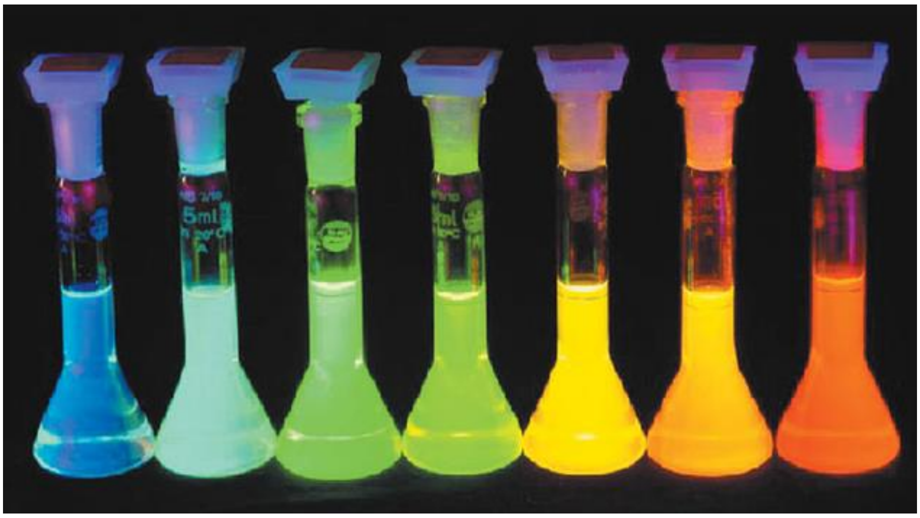
មេកានិកកង់ទិច



គាំទ្រថវិកាលើការរៀបរៀង និពន្ធ និងកែលម្អដោយៈ

“មូលនិធិការស្រាវជ្រាវ គំនិតច្នៃប្រឌិត និងនវានុវត្តន៍”

២០២២

គណៈកម្មការនិពន្ធ៖ លោក ស្រ៊ុន សៀងហួរ
លោក សន សុឃៀម
លោក សៀង ប៊ុនធឿន

គណៈកម្មការរចនាទំព័រ៖ លោកស្រី សំបាត់ អ៊ាត លោកស្រី ឈុំ ពៅ

គណៈកម្មការត្រួតពិនិត្យ៖

១.លោកស្រី ប៉េង ទិត្យសុទ្ធី
២.លោកស្រី ហួ ឃីម
៣.លោក ម៉ុល ពិសី

បុព្វកថា

ដំណើរអភិវឌ្ឍនៃព្រះរាជាណាចក្រកម្ពុជានៅក្នុងយុគសម័យទំនើបនេះ ជាមេរៀនដ៏ជោគជ័យបំផុតមួយដែលចាប់ឫសគល់ចេញពីការបញ្ចប់របបប្រល័យពូជសាសន៍ ការបញ្ចប់សង្គ្រាម ការផ្សះផ្សារជាតិ ការកសាងមូលដ្ឋានរឹងមាំនៃសន្តិភាពនិងស្ថេរភាព និងការអភិវឌ្ឍសេដ្ឋកិច្ច។ នៅក្រោយពេលដែលសន្តិភាពត្រូវបានកើតឡើងដោយបរិបូរណ៍នៅឆ្នាំ១៩៩៨ កម្ពុជាទទួលកំណើនសេដ្ឋកិច្ចខ្ពស់ គឺប្រមាណ៨%ក្នុងមួយឆ្នាំ។ លើសពីនេះទៀតអត្រានៃភាពក្រីក្រត្រូវបានកាត់បន្ថយពីប្រមាណ៥៣% នៅឆ្នាំ២០០៤មកនៅទាបជាង១០% នៅឆ្នាំ២០១៩។ ដំណើរនៃការអភិវឌ្ឍជាតិជាសកម្មភាពដែលបន្តទៅមុខជាប់ជានិច្ច ហើយគោលនយោបាយថ្មីៗដែលមានលក្ខណៈអន្តរវិស័យគ្រប់ដណ្តប់ ក៏កំពុងលេចរូបរាងឡើងដើម្បីតម្រង់ទិសកម្ពុជាឆ្ពោះទៅកាន់ប្រទេសមានប្រាក់ចំណូលមធ្យមកម្រិតខ្ពស់នៅឆ្នាំ ២០៣០ និងឈានឡើងជាប្រទេសមានប្រាក់ចំណូលខ្ពស់ នៅឆ្នាំ២០៥០។ ការប្រែប្រួលឆាប់រហ័សនៃនិម្មាបនកម្មពិភពលោក និងតំបន់រួមទាំងទំនាក់ទំនងភូមិសាស្ត្រនយោបាយ បានផ្តល់កាលានុវត្តភាពសម្រាប់ការអភិវឌ្ឍឧស្សាហកម្មនៅកម្ពុជា ដែលត្រូវបានរាជរដ្ឋាភិបាលចាត់ទុកជាមូលដ្ឋានគ្រឹះនៃកំណើនសេដ្ឋកិច្ចកម្ពុជា។ រាជរដ្ឋាភិបាលកម្ពុជាបានកំពុងបន្តពង្រឹង និងអភិវឌ្ឍវិស័យអប់រំឆ្ពោះទៅរកការស្រាវជ្រាវ និងនវានុវត្តន៍ដើម្បីពង្រឹងសមត្ថភាពនិងជំនាញរបស់ធនធានមនុស្សនៅកម្ពុជាឱ្យស្របទៅនឹងបរិបទថ្មីនៃការអភិវឌ្ឍ ជាពិសេសការពង្រឹងសហគ្រិនភាពក្នុងការរៀបចំម៉ូដែលធុរកិច្ចថ្មីៗ។ ដើម្បីចាប់យកកាលានុវត្តភាពពីបដិវត្តន៍ឧស្សាហកម្មទី៤ និងសេដ្ឋកិច្ចឌីជីថលដែលកំពុងផុសផុលឡើង ប្រព័ន្ធអេកូឡូហ្ស៊ីដែលបង្កលក្ខណៈអំណោយផលដល់ការបង្កើតថ្មី នវានុវត្តន៍ ការស្រាវជ្រាវ និងអភិវឌ្ឍន៍ ត្រូវតែមានការកែលម្អ។

បណ្តាប្រទេសនៅទ្វីបអាស៊ីកំពុងនាំមុខក្នុងការវិនិយោគលើការស្រាវជ្រាវនិងអភិវឌ្ឍ ដោយមានភាគហ៊ុនប្រមាណ៤៤% នៃការវិនិយោគទាំងមូលរបស់ពិភពលោក។ ប្រទេសចិនកំពុងបន្តកសាងហេដ្ឋារចនាសម្ព័ន្ធនៃការវិនិយោគលើការស្រាវជ្រាវនិងអភិវឌ្ឍ ក៏ដូចជាសមត្ថភាពមនុស្ស។ ផ្ទុយទៅវិញ ប្រទេសនៅទ្វីបអាមេរិកខាងត្បូង និងអាហ្វ្រិក កំពុងស្ថិតនៅឆ្ងាយពីការវិនិយោគនេះ ហើយជាលទ្ធផល ប្រទេសទាំងនោះក៏ពុំមានកំណើនសេដ្ឋកិច្ចគួរឱ្យកត់សម្គាល់ដែរ។ ទុនវិនិយោគសរុបលើការស្រាវជ្រាវនិងអភិវឌ្ឍរបស់ប្រទេសនៅទ្វីបអាមេរិកខាងត្បូងនិងអាហ្វ្រិក មានប្រមាណ៥%នៃការវិនិយោគទាំងមូលរបស់ពិភពលោក ក្នុងពេលដែលតំបន់ទាំង២នេះមានប្រជាជនប្រមាណ២០%នៃប្រជាជនពិភពលោក។ ប្រទេសចំនួន៦ដែលមានលំដាប់ខ្ពស់ជាងគេនៅក្នុងការវិនិយោគលើការស្រាវជ្រាវនិងអភិវឌ្ឍ រួមមានសហរដ្ឋអាមេរិក ចិន ជប៉ុន អាល្លឺម៉ង់ ឥណ្ឌា និងកូរ៉េខាងត្បូង ដែលស្មើនឹងប្រមាណ ៧០%នៃទុនវិនិយោគសរុបរបស់ពិភពលោក។

តើចំណេះដឹង ផលិតផល និងសេវាកម្មថ្មីទាំងនេះកើតឡើងពីអ្វី? ហើយកើតឡើងដោយរបៀបណា? ព្រះរាជាណាចក្រកម្ពុជាកំពុងតែកសាងមូលដ្ឋានសម្រាប់ការត្រៀមខ្លួនទទួល និងប្រកួតប្រជែងក្នុងយុគសម័យបដិវត្តឧស្សាហកម្មទី៤ នៅក្នុងសេដ្ឋកិច្ចដែលផ្អែកលើពុទ្ធិ ហើយដែលប្រការនេះ

ចាំបាច់តម្រូវឱ្យពលរដ្ឋកម្ពុជា ត្រូវក្លាយខ្លួនជាពលរដ្ឋឌីជីថល ពលរដ្ឋសកល និងពលរដ្ឋដែលប្រកបដោយការទទួលខុសត្រូវ ដែលមានសមត្ថភាពក្នុងការផលិត ចែកចាយ និងប្រើប្រាស់ពុទ្ធិដើម្បីទទួលមនុញ្ញផល និងរួមចំណែកក្នុងកំណើន។ ធនាគារពិភពលោកបានធ្វើការកត់សម្គាល់តាំងពីឆ្នាំ២០០២នូវបម្លាស់ប្តូរនៃមូលដ្ឋានសេដ្ឋកិច្ច ពីសេដ្ឋកិច្ចដែលពឹងផ្អែកលើកម្លាំងពលកម្ម និងធនធានអតិកម្ម (Labour and Resource Based Economy) ទៅកាន់សេដ្ឋកិច្ចដែលពឹងផ្អែកលើពុទ្ធិ (Knowledge Based-Economy) ដែលក្នុងន័យនេះ ពុទ្ធិគឺជាគន្លឹះនៃការអភិវឌ្ឍ។ អាស្រ័យហេតុនេះ នៅលើគន្លងដែលកម្ពុជាកំពុងធ្វើដំណើរឆ្ពោះទៅកាន់សេដ្ឋកិច្ចឌីជីថល សង្គមកម្ពុជាត្រូវតែមានសមត្ថភាពក្នុងការផលិត ជ្រើសរើស បន្សាំ បង្កើតមុខរបរ និងប្រើប្រាស់ពុទ្ធិ ដើម្បីរក្សានិរន្តរភាពនៃកំណើន និងកែលម្អជីវភាពរស់នៅ។ សមត្ថភាពទាំងនេះ អាចកើតឡើងនៅពេលពលរដ្ឋកម្ពុជាមានឱកាសក្នុងការទទួលបានបទពិសោធន៍ពីការស្រាវជ្រាវ ការបណ្តុះគំនិតច្នៃប្រឌិត និងការស្វែងរកនវានុវត្តន៍។

កំណែទម្រង់វិស័យអប់រំ គឺជាការត្រួសត្រាយមាគ៌ាសម្រាប់ដំណើរឆ្ពោះទៅកាន់សង្គមប្រកបដោយពុទ្ធិ និងប្រជាពលរដ្ឋប្រកបដោយភាពរស់រវើក។ តាមរយៈមូលដ្ឋានអប់រំ សង្គមប្រកបដោយពុទ្ធិនឹងប្រមូលផ្តុំ បង្កើត និងចែករំលែក ទៅកាន់សមាជិកក្នុងសង្គមនូវសម្បទាអប់រំ ពិសេសគឺពុទ្ធិសម្បទាក្នុងបុព្វហេតុនៃមនុស្សជាតិនិងឧត្តមប្រយោជន៍នៃប្រទេស។ សង្គមប្រកបដោយពុទ្ធិ គឺពុំគ្រាន់តែជាសង្គមដែលសម្បូរព័ត៌មានប៉ុណ្ណោះទេ តែជាសង្គមដែលប្រជាពលរដ្ឋអាចធ្វើបរិវត្តកម្មពីព័ត៌មានទៅជាមូលធនប្រកបដោយប្រសិទ្ធភាព។ ការរីកចម្រើនទៅមុខជាលំដាប់នៃបច្ចេកវិទ្យានិងតំណភ្ជាប់ បានពង្រីកព្រំដែននៃការចូលទៅកាន់ និងការទទួលបានព័ត៌មានជាសកល ហើយដែលក្នុងន័យនេះ ការអប់រំនឹងបន្តវិវត្តទៅមុខនិងមានការផ្លាស់ប្តូរ។ សង្គមមួយដែលមានអំណាន និងរបាប់ជាបុរេលក្ខខណ្ឌនៃជីវភាពប្រចាំថ្ងៃនៃប្រជាពលរដ្ឋ ពេលនោះបំណិននៃអំណាន និពន្ធ និងការគណនាលេខនព្វន្ត គឺជាចលករនៃការរៀនរបស់សិស្ស។ ធាតុដ៏ចម្បងមួយដែលស្ថិតនៅក្នុងការកសាងសង្គមដែលប្រកបដោយពុទ្ធិគឺសៀវភៅសិក្សា ហើយការរៀបរៀង និពន្ធ និងកែលម្អសៀវភៅសិក្សាជាប្រចាំ គឺជានវានុវត្តន៍នៃវិស័យអប់រំដែលនាំទៅរកការសិក្សាពេញមួយជីវិត ការអភិវឌ្ឍសម្បទាអប់រំ និងការចែករំលែកចំណេះដឹង។ មូលដ្ឋានអប់រំ ជាពិសេសគឺគ្រឹះស្ថានឧត្តមសិក្សាត្រូវមានតួនាទីដែលប្រកបដោយការឆ្លើយតបចំពោះតម្រូវការខាងលើនេះ។ សាស្ត្រាចារ្យ អ្នកស្រាវជ្រាវ និងបុគ្គលិកអប់រំត្រូវបន្តសិក្សាជាប់ជានិច្ចតាមរយៈការរៀបរៀង និពន្ធ និងកែលម្អសៀវភៅសិក្សា ហើយដែលសៀវភៅសិក្សាទាំងនេះនឹងក្លាយជាស្ពាននៃទំនាក់ទំនងរវាងនវានុវត្តន៍នៃបច្ចេកវិទ្យា និងការរៀននិងបង្រៀននៅក្នុងថ្នាក់រៀន។

សង្គមដែលប្រកបពុទ្ធិ ក៏ជាសង្គមដែលបណ្តុះឱ្យមានរចនាសម្ព័ន្ធទន់នៃសេដ្ឋកិច្ចដែលពឹងផ្អែកលើពុទ្ធិដែរ។ ឧទាហរណ៍ជាក់ស្តែងនៃបែបផែននេះរួមមាន Silicon Valley នៃសហរដ្ឋអាមេរិក សួនឧស្សាហកម្មវិស្វកម្មអាកាសយានយន្តនិងយានយន្តនៅទីក្រុង Munich ប្រទេសអាល្លឺម៉ង់ តំបន់ជីវបច្ចេកវិទ្យានៅក្រុង Hyderabad ប្រទេសឥណ្ឌា តំបន់ផលិតគ្រឿងអេឡិចត្រូនិក និងសារគមនាគមន៍ ឌីជីថលនៅទីក្រុង Seoul ប្រទេសកូរ៉េខាងត្បូង ក៏ដូចជាសួនឧស្សាហកម្មថាមពល និងឥន្ទនគីមីសាស្ត្រនៃប្រទេសប្រេស៊ីល ហើយក៏នៅមានទីក្រុងនៃប្រទេសជាច្រើនទៀតនៅលើពិភពលោក

លក្ខណៈសម្បត្តិនៃទីក្រុងទាំងនេះគឺការប្រើប្រាស់និន្នាការនៃការអភិវឌ្ឍដែលជំរុញ និងតម្រង់ទិសដោយចំណេះដឹង ហើយដែលចំណេះដឹងទាំងនោះកើតចេញជាដំបូងពីការវិនិយោគទៅលើគ្រឹះស្ថានឧត្តមសិក្សា ស្ថាប័នស្រាវជ្រាវ មជ្ឈមណ្ឌលឧត្តមភាពនៃជំនាញជាន់ខ្ពស់ ការប្រកួតប្រជែងដោយគុណាធិបតេយ្យ និង ជាពិសេសគឺការបណ្តុះវប្បធម៌អំណាននិងនិពន្ធសៀវភៅ។ ល្បឿននៃការរីកចម្រើនផ្នែកពុទ្ធិ និងបច្ចេកវិទ្យាកំពុងមានសន្ទុះលឿនជាងអ្វីដែលសិស្ស និងនិស្សិតអាចទទួលបានពីគ្រូនៅគ្រឹះស្ថានសិក្សា ដែលធ្វើឱ្យគោលដៅនៃការអប់រំនៅពេលបច្ចុប្បន្ននេះ មានការប្រឈមខ្លាំងជាងពេលណាទាំងអស់។ ឧទាហរណ៍ ក្នុងមួយឆ្នាំ មានសៀវភៅជាង២,២លានចំណងជើង ត្រូវបានសរសេរ និងបោះពុម្ព ដែលក្នុងនោះប្រទេសចិនមាន៤៤០ពាន់ ចំណែកឯសហរដ្ឋអាមេរិកមាន ៣០៥ពាន់ និងប្រទេសរុស្ស៊ីមាន ១២០ពាន់ចំណងជើង។

ខណៈពេលដែលបច្ចេកវិទ្យាកំពុងរីកចម្រើនជារៀងរាល់ថ្ងៃ មធ្យោបាយសម្រាប់អំណានក៏មានច្រើនជម្រើសសម្រាប់សិស្ស និស្សិត និងសាធារណៈជនរួមមានការអានសៀវភៅ ការអានលើឧបករណ៍អេឡិចត្រូនិក ការអានដោយប្រើទូរសព្ទវៃឆ្លាត និងការអានលើកុំព្យូទ័រ ដែលសុទ្ធសឹងជាមធ្យោបាយសំខាន់ៗដែលនាំអ្នកអានទាំងឡាយឱ្យសម្រេចគោលបំណងអានរបស់ខ្លួន។ ម្យ៉ាងវិញទៀត អំណានដោយប្រើមធ្យោបាយបច្ចេកវិទ្យាទំនើប ចំណាយពេលតិច ងាយស្រួលអាន និងជួយដល់បរិស្ថានមួយកម្រិតទៀត។ នាពេលបច្ចុប្បន្ន សិស្ស និស្សិត និងសាធារណៈជនកម្ពុជាដែលស្រឡាញ់អំណានកំពុងតែប្រើប្រាស់មធ្យោបាយអំណានទាំងនេះ។ បើយើងក្រឡេកមើលទៅប្រទេសជឿនលឿន ទោះបីជាបច្ចេកវិទ្យារីកចម្រើនខ្លាំងយ៉ាងណា អំណានតាមរយៈសៀវភៅនៅតែមានសន្ទុះដដែល។ ម្យ៉ាងវិញទៀត បច្ចេកវិទ្យាអានបែបទំនើបតាមរយៈឧបករណ៍ទំនើប អាស្រ័យលើលទ្ធភាពនៃធនធានអប់រំឌីជីថល និងមាតិកាឌីជីថលគ្រប់គ្រាន់ដែលបានផលិត និងបង្ហោះចែកចាយសម្រាប់អំណាន។

ក្នុងបរិបទកម្ពុជា ជាពិសេសក្នុងបរិការណ៍នៃការផ្ទុះរីករាលដាលនៃជំងឺកូវីដ-១៩ ក្រសួងអប់រំ យុវជន និងកីឡា បានជំរុញឱ្យមានបរិវត្តកម្មឌីជីថលនៅក្នុងអេកូស៊ីស្តែមនៃការអប់រំ ជាពិសេសការអប់រំតាមប្រព័ន្ធអេឡិចត្រូនិកនិងការអប់រំពីចម្ងាយដើម្បីលើកកម្ពស់អំណានតាមរយៈការផលិតមាតិកាឌីជីថលដែលមានភាពចំរុះ ការកសាងសមត្ថភាពផ្នែកតំណភ្ជាប់និងវេទិកាឌីជីថល ការពង្រីកវិសាលភាពនៃមជ្ឈមណ្ឌលទិន្នន័យ និងការលើកកម្ពស់គុណភាពនៃការផលិតធនធានអប់រំឌីជីថល គួបផ្សំជាមួយការចែកសន្លឹកកិច្ចការឱ្យសិស្សយកទៅរៀននៅផ្ទះ និងការចុះទៅជួបជាមួយសិស្សជាបណ្តុំនៅតាមសហគមន៍។ ក្នុងន័យលើកកម្ពស់អំណាន និងភាពសម្បូរបែបនៃធនធានសៀវភៅសិក្សាឱ្យកាន់តែមានប្រសិទ្ធភាពនិងភាពសក្តិសិទ្ធិ និងផ្តល់ឱកាសអំណានកាន់តែច្រើនថែមទៀតដល់សិស្សានុសិស្ស និស្សិត និងសាធារណៈជន ក្រសួងអប់រំ យុវជន និងកីឡាលើកទឹកចិត្តនូវចំណុចមួយចំនួនដូចខាងក្រោម៖

1. សាស្ត្រាចារ្យ អ្នកស្រាវជ្រាវ និងបុគ្គលិកអប់រំ សូមបន្តនិងបង្កើនការបោះពុម្ពស្នាដៃបន្ថែមទៀត ដើម្បីធ្វើឱ្យធនធានសម្រាប់អំណានកាន់តែសម្បូរបែប ជាពិសេសធនធានអំណានជាខេមរភាសា

2. គ្រឹះស្ថានឧត្តមសិក្សា សូមផ្តល់លទ្ធភាពគ្រប់បែបយ៉ាង ដើម្បីឱ្យបុគ្គលិកអប់រំគ្រប់លំដាប់ថ្នាក់ និង និស្សិតគ្រប់កម្រិតសិក្សាអាចចូលរួមអាន និងសិក្សាស្រាវជ្រាវតាមគ្រប់លទ្ធភាពជាមួយធនធានអំណាន ជាពិសេសការរៀបចំឱ្យមានពេលវេលាសម្រាប់សហសិក្សា និងអំណានក្នុងបណ្ណាល័យ
3. សាស្ត្រាចារ្យតាមមុខវិជ្ជា និងអ្នកស្រាវជ្រាវតាមជំនាញឬវិស័យ ត្រូវរៀបចំដំណើរការរៀនបង្រៀន និងស្រាវជ្រាវដែលមានដាក់បញ្ចូលកិច្ចការស្វ័យសិក្សា សហសិក្សា ឬការស្រាវជ្រាវបណ្ណាល័យដែលតម្រូវឱ្យនិស្សិត ត្រូវអាននិងស្រាវជ្រាវជាមួយធនធានអំណាន
4. គ្រឹះស្ថានឧត្តមសិក្សា និងមជ្ឈមណ្ឌលស្រាវជ្រាវ ត្រូវខិតខំឱ្យអស់លទ្ធភាពក្នុងការបង្កើតបណ្ណាល័យ មជ្ឈមណ្ឌលរក្សាឯកសារ ឬមជ្ឈមណ្ឌលអប់រំឌីជីថល ជាដើម ដើម្បីឱ្យបុគ្គលិកអប់រំគ្រប់លំដាប់ថ្នាក់និងនិស្សិតគ្រប់កម្រិតសិក្សា អាចទទួលបាន និងស្វែងរកប្រភពសម្រាប់អំណាន កាន់តែសម្បូរបែប និងមានភាពបត់បែន ឆ្លើយតបតាមតម្រូវការអ្នកអាន
5. និស្សិតគ្រប់កម្រិតសិក្សា ត្រូវខិតខំនិងចំណាយពេលអាន និងចាត់ទុកវប្បធម៌ និងអកប្បកិរិយាអំណានជាផ្នែកមួយ នៃពេលវេលានិងភាពស៊ីវិល័យនៃជីវិតប្រចាំថ្ងៃ
6. បងប្អូនជនរួមជាតិ ដែលជាមាតាបិតា ឬអ្នកអាណាព្យាបាល សូមជួយជំរុញនិងបង្កលក្ខណៈកាន់តែ ច្រើនថែមទៀត ជាពិសេសការលៃលកចំណាយនៅក្នុងគ្រួសារសម្រាប់ការទិញសម្ភារៈសិក្សា សៀវភៅអាន និងឧបករណ៍សម្រាប់អំណានដល់កូនៗ ដែលចាត់ទុកជាការវិនិយោគមួយដ៏សំខាន់ សម្រាប់ បង្កើនចំណេះដឹង និងអនាគតរបស់ពួកគេ។

ដោយមានការគាំទ្រពីក្រសួងសេដ្ឋកិច្ច និងហិរញ្ញវត្ថុ នៅឆ្នាំ២០២០ ក្រសួងអប់រំ យុវជន និងកីឡា បានបង្កើតមូលនិធិស្រាវជ្រាវ គំនិតច្នៃប្រឌិត និងនវានុវត្តន៍ ដែលហៅកាត់ថា“មូលនិធិ ស.គ.ន” និងហៅជាភាសាអង់គ្លេសថា The Research Creativity and Innovation Fund ដែលហៅកាត់ជាភាសាអង់គ្លេសថា “RCI Fund”។ គោលដៅចម្បងនៃមូលនិធិនេះ គឺរួមចំណែកលើកកម្ពស់វប្បធម៌នៃការស្រាវជ្រាវ បំផុសគំនិតច្នៃប្រឌិត និងជំរុញការធ្វើនវានុវត្ត ដើម្បីជាប្រយោជន៍ដល់វិស័យអប់រំ យុវជន និងកីឡា ដែលឆ្លើយតបទៅនឹងទីផ្សារពលកម្ម និងសាកលភាវូបនីយកម្ម។ មូលនិធិ ស.គ.ន បានសម្រេចកំណត់ប្រធានបទ ជាអាទិភាពសម្រាប់ការគាំទ្រដោយមូលនិធិចំនួន៣ រួមមាន ឌីជីថលនីយកម្មសម្រាប់បដិវត្តឧស្សាហកម្ម៤.០(Digitalization for IR.4.0)ការស្រាវជ្រាវអនុវត្តលើវិស័យកសិកម្ម (Applied Agricultural Research) និងការស្រាវជ្រាវគរុកោសល្យសតវត្សរ៍ទី២១ (21st Century Pedagogy Research)។

ដោយមានការធ្វើអាទិភាពវូបនីយកម្មទៅលើទិសដៅនៃការប្រើប្រាស់ថវិកាមូលនិធិសម្រាប់ឆ្នាំ២០២០ ក្រសួងសេដ្ឋកិច្ច និងហិរញ្ញវត្ថុ និងក្រសួងអប់រំ យុវជន និងកីឡា បានផ្តល់ការគាំទ្រដល់ការ**រៀបរៀង និពន្ធ និងកែលម្អ សៀវភៅសិក្សា(Text book) ដែលនឹងត្រូវប្រើប្រាស់នៅកម្រិតឧត្តមសិក្សា**។ គោលបំណងនៃការរៀបរៀង និពន្ធ និងកែលម្អ សៀវភៅសិក្សានៅកម្រិតឧត្តមសិក្សាគឺដើម្បីបង្កើនបរិមាណ លើកកម្ពស់គុណភាព និងពង្រីកសមធម៌នៃធនធានសិក្សាជាខេមរភាសា ជូន

ដល់និស្សិតដែលកំពុងបន្តការសិក្សា និងត្រៀមខ្លួនធ្វើការស្រាវជ្រាវនៅកម្រិតឧត្តមសិក្សា។ លើសពីនេះទៀតការរៀបរៀង និពន្ធ និងកែលម្អសៀវភៅសិក្សានៅកម្រិតឧត្តមសិក្សា មានគោលដៅដូចខាងក្រោម ៖

- ឆ្លើយតបជាបន្ទាន់ចំពោះការខ្វះខាតធនធានសិក្សា ដែលជាតម្រូវការសិក្សារបស់និស្សិតនៅកម្រិតឧត្តមសិក្សា
- លើកកម្ពស់ទំនើបភាវូបនីយកម្ម និងឧត្តមានុវត្តន៍នៃការរៀននិងបង្រៀន និងការស្រាវជ្រាវនៅលើមុខវិជ្ជា កម្មវិធីសិក្សា ឬមុខជំនាញជាក់លាក់
- បង្កើនភាពស៊ីជម្រៅក្នុងការកសាងវិជ្ជាជីវៈនិងបទពិសោធន៍សម្រាប់ឋានៈសាស្ត្រាចារ្យ និងអ្នកស្រាវជ្រាវ
- រួមចំណែកដល់ការកសាងភាពជាសហគមន៍វិជ្ជាជីវៈ ការចែករំលែកបទពិសោធន៍ និងវប្បធម៌នៃការរៀបរៀង និពន្ធ និងកែលម្អសៀវភៅសិក្សានៅកម្រិតឧត្តមសិក្សា។

ក្រសួងអប់រំ យុវជន និងកីឡា បានវាយតម្លៃខ្ពស់ចំពោះការបោះជំហានប្រកបដោយមនសិការវិជ្ជាជីវៈនៃគ្រឹះស្ថានឧត្តមសិក្សា និងបុគ្គលិកអប់រំទាំងអស់ ក្នុងការរៀបចំ រៀបរៀង និពន្ធ និងកែលម្អសៀវភៅសិក្សា ដើម្បីបង្កើនបរិមាណ លើកកម្ពស់គុណភាព និងពង្រឹងសមធម៌នៃធនធានសិក្សាជាខេមរភាសា ជូននិស្សិតដែលកំពុងបន្តការសិក្សា និងត្រៀមខ្លួនធ្វើការស្រាវជ្រាវនៅកម្រិតឧត្តមសិក្សា។ សៀវភៅសិក្សាជាផ្នែកមួយនៃការទទួលស្គាល់គុណភាពអប់រំនៃគ្រឹះស្ថានឧត្តមសិក្សា និងជាធនធានសិក្សាដែលជាមូលដ្ឋានមួយដ៏សំខាន់ ក្នុងការគាំទ្រដល់ការបង្រៀន និងរៀន ហើយត្រូវមានបរិមាណគ្រប់គ្រាន់ ឆ្លើយតបទៅនឹងកម្មវិធីអប់រំ និងតម្រូវការសិក្សាស្រាវជ្រាវ។ ជាគោលការណ៍ គ្រឹះស្ថានឧត្តមសិក្សាទាំងអស់ ត្រូវមានសៀវភៅសិក្សាដែលប្រើជាគោលសម្រាប់មុខវិជ្ជានីមួយៗ។ ចំនួនសៀវភៅសិក្សាដែលគ្រប់គ្រាន់សម្រាប់ការស្រាវជ្រាវ និងការសិក្សារបស់និស្សិត ត្រូវមានយ៉ាងតិចមួយចំណងជើងក្នុងមួយមុខវិជ្ជា ហើយត្រូវតម្កល់យ៉ាងតិច២ច្បាប់ នៅក្នុងបណ្ណាល័យ ឬអាចរកបានតាមប្រព័ន្ធអេឡិចត្រូនិក។ ក្រសួងអប់រំ យុវជន និងកីឡា លើកទឹកចិត្តបន្ថែមទៀតជូនដល់គ្រឹះស្ថានឧត្តមសិក្សារដ្ឋ និងឯកជនដែលបានស្នើសុំថវិកាមូលនិធិរួច សូមចូលរួមបន្ថែមទៀតដើម្បីបង្កើនចំនួនចំណងជើងសៀវភៅ។ ចំណែកគ្រឹះស្ថានឧត្តមសិក្សារដ្ឋនិងឯកជនដែលពុំទាន់បានដាក់ពាក្យស្នើសុំ សូមចូលរួមដើម្បីជាគុណប្រយោជន៍ដល់តម្រូវការដ៏ទទូច និងថ្លៃថ្លានៃនិស្សិតកម្ពុជាក្នុងការសិក្សា និងស្រាវជ្រាវនៅកម្រិតឧត្តមសិក្សា។

សេចក្តីបញ្ជាក់

នៃមូលនិធិការស្រាវជ្រាវ គំនិតច្នៃប្រឌិត និងនវានុវត្តន៍

សៀវភៅសិក្សានេះជាលទ្ធផលនៃការស្នើសុំអនុវត្តថវិកាមូលនិធិការស្រាវជ្រាវ គំនិតច្នៃប្រឌិត និងនវានុវត្តន៍ ក្នុងគម្រោង**រៀបរៀង និពន្ធ និងកែលម្អសៀវភៅសិក្សា ដែលនឹងត្រូវប្រើប្រាស់នៅកម្រិតឧត្តមសិក្សា។** សៀវភៅសិក្សានេះ ត្រូវបានរៀបរៀង និពន្ធ ឬកែលម្អដោយមានការធានាអះអាងថា ជាស្នាដៃរបស់អ្នកនិពន្ធផ្ទាល់ និងបានឆ្លងកាត់ត្រួតពិនិត្យ ផ្តល់យោបល់ និងវាយតម្លៃដោយក្រុមប្រឹក្សាអប់រំ ក្រុមប្រឹក្សាស្រាវជ្រាវ ឬក្រុមប្រឹក្សាដែលមានតម្លៃស្មើនៃគ្រឹះស្ថានឧត្តមសិក្សា និងតាមរយៈកិច្ចសន្យាដែលបានធ្វើឡើង និងដែលបានតម្កល់ទុកនៅមូលនិធិការស្រាវជ្រាវ គំនិតច្នៃប្រឌិត និងនវានុវត្តន៍។ រាល់ខ្លឹមសារ ការបកស្រាយ និងរូបភាព គឺជាជំហរនិងទស្សនៈផ្ទាល់របស់អ្នកនិពន្ធ ហើយ ពុំឆ្លុះបញ្ចាំង ឬជាតំណាងដល់មូលនិធិការស្រាវជ្រាវ គំនិតច្នៃប្រឌិត និងនវានុវត្តន៍ នៃក្រសួងអប់រំ យុវជន និងកីឡា ឡើយ។

មាតិកា

អារម្ភកថា

សៀវភៅមេកានិកកង់ទិចជាឯកសារមួយសំខាន់ក្នុងការផ្តល់ចំណេះដឹង និងរបៀបដោះស្រាយលំហាត់ដែលទាក់ទងទៅនឹងបាតុភូតធម្មជាតិ ហើយជាពិសេសការអនុវត្តទ្រឹស្តីមេកានិកចកង់ទិចក្នុងបច្ចេកទេសត្រូវបានគេទទួលស្គាល់ថាមានភាពត្រឹមត្រូវជាទូទៅ សុក្រិតកម្រិតខ្ពស់និងសុពលភាព។ ម្យ៉ាងវិញទៀតវាក៏ជាឯកសារជំនួយដែលអាចបង្កលក្ខណៈងាយស្រួលដល់គ្រូឧទ្ទេស គ្រូបង្រៀន គរុនិស្សិត គរុសិស្ស អាចប្រើដើម្បីបង្រៀន និងសិក្សាស្រាវជ្រាវឱ្យកាន់តែលម្អិតលើផ្នែករូបវិទ្យាទំនើបនៅកម្រិតបរិញ្ញាបត្រជាន់ខ្ពស់ឬបណ្ឌិតថែមទៀតផង។

ការអភិវឌ្ឍសៀវភៅនេះដើម្បីចូលរួមក្នុងការបង្កើតឯកសារជាភាសាជាតិ ដែលជាឯកសារសំខាន់សម្រាប់ជាធនធានចំណេះដឹងដែលមិនអាចខ្វះបានសម្រាប់អ្នកសិក្សាជំនាន់ក្រោយ។ យើងបានដឹងហើយថា សៀវភៅជាប្រភពចំណេះដឹងមិនចេះរីងស្ងួត អានច្រើនចម្រើនឡើង។ ដូច្នេះដើម្បីផ្តល់ភាពងាយស្រួលដល់អ្នកសិក្សាជំនាន់ក្រោយ យើងគួរតែខិតខំបង្កើតសៀវភៅជាភាសាជាតិឱ្យកាន់តែសម្បូរបែបគ្រប់មុខវិជ្ជា មានគុណភាព ប្រសិទ្ធភាព ងាយស្រួលប្រើ និងបង្កលក្ខណៈងាយស្រួលយល់ដល់អ្នកសិក្សាស្រាវជ្រាវក្រោយៗបន្តបន្ទាប់ទៀត។

គណៈកម្មការរៀបចំសៀវភៅនេះនឹងសង្ឃឹមយ៉ាងមុតមាំថា សៀវភៅនេះនឹងផ្តល់មូលដ្ឋានគ្រឹះដ៏មានប្រយោជន៍ សម្រាប់អ្នកសិក្សាស្រាវជ្រាវទទួលបានការបណ្តុះបណ្តាល ឬបំប៉នពីវិទ្យាស្ថានគរុកោសល្យរាជធានីភ្នំពេញ យកទៅអនុវត្តក្នុងការបង្រៀនប្រកបដោយគុណភាពល្អប្រសើរ ប្រសិទ្ធភាពខ្ពស់ និងជំរុញឱ្យការអប់រំនៅកម្ពុជាមានការអភិវឌ្ឍន៍ដូចបណ្តាប្រទេសនានាក្នុងតំបន់ និងលើសកលលោក។

សូមអរគុណ

ថ្ងៃចន្ទ ៩កើត ខែមាឃ ឆ្នាំខាល ចត្វាស័ក ព.ស.២៥៦៦

រាជធានីភ្នំពេញ ថ្ងៃទី ៣០ ខែមករា ឆ្នាំ ២០២៣

អ្នករៀបរៀង

សន សុឃៀម

សេចក្តីថ្លែងអំណរគុណ

ជាការពិតសៀវភៅ «មេកានិកកង់ទិច » ដែលលេចចេញជារូបរាងនៅពេលនេះគឺបានកើតឡើងពីការខិតខំប្រឹងប្រែង និងយកចិត្តទុកដាក់ចូលរួមពីភាគី និងស្ថាប័នពាក់ព័ន្ធជាច្រើន។

ខ្ញុំបាទសូមថ្លែងអំណរគុណយ៉ាងជ្រាលជ្រៅបំផុតដល់ភាគី និងស្ថាប័នពាក់ព័ន្ធទាំងអស់ដូចជា ៖

- ក្រសួងសេដ្ឋកិច្ច និងហិរញ្ញវត្ថុ ដែលបានគាំទ្រយ៉ាងពេញទំហឹងដល់ក្រសួងអប់រំ យុវជន និងកីឡាឱ្យបង្កើតមូលនិធិស្រាវជ្រាវ គំនិតច្នៃប្រឌិត និងនវានុវត្តន៍ ហៅកាត់ថា «មូលនិធិ ស.គ.ន»។

- ក្រសួងអប់រំ យុវជន និងកីឡាដែលបានបង្កើតមូលនិធិស្រាវជ្រាវ គំនិតច្នៃប្រឌិត និងនវានុវត្តន៍ដែលហៅកាត់ថា «មូលនិធិ ស.គ.ន» ដើម្បីរួមចំណែកលើកកម្ពស់វប្បធម៌នៃការស្រាវជ្រាវ បំផុសគំនិតច្នៃប្រឌិត និងជំរុញការធ្វើនវានុវត្ត ដើម្បីជាប្រយោជន៍ដល់វិស័យអប់រំ យុវជន និងកីឡា ដែលឆ្លើយតបទៅនឹងទីផ្សារពលកម្ម និងសាកលភាវូបនីយកម្ម។

- មូលនិធិស្រាវជ្រាវ គំនិតច្នៃប្រឌិត និងនវានុវត្តន៍ ដែលបានគាំទ្រដល់ការរៀបរៀង និពន្ធ និងកែលម្អសៀវភៅសិក្សា (Text book) ដែលនឹងត្រូវប្រើប្រាស់នៅកម្រិតឧត្តមសិក្សា ដើម្បីបង្កើនបរិមាណ លើកកម្ពស់គុណភាព និងពង្រីកសមធម៌នៃធនធានសិក្សាជាខេមរភាសាជូនដល់និស្សិតដែលកំពុងបន្តការសិក្សា និងត្រៀមខ្លួនធ្វើការស្រាវជ្រាវនៅកម្រិតឧត្តមសិក្សា។

- ឯកឧត្តមបណ្ឌិត/ឯកឧត្តមនាយកវិទ្យាស្ថានគរុកោសល្យរាជធានីភ្នំពេញដែលបានចាត់តាំងជាគណៈកម្មការនិពន្ធចូលរួមការរៀបរៀង និពន្ធ និងកែលម្អសៀវភៅនៅកម្រិតឧត្តមសិក្សានេះ។

- នាយកដ្ឋានបណ្តុះបណ្តាលដែលបានចាត់តាំងជាគណៈកម្មការនិពន្ធ និងគណៈកម្មការត្រួតពិនិត្យ លើស្នាដៃនៃការចូលរួមការរៀបរៀង និពន្ធ និងកែលម្អសៀវភៅនៅកម្រិតឧត្តមសិក្សានេះ។

- លោកប្រធាន នាយកដ្ឋានបណ្តុះបណ្តាលដែលព្រមព្រៀងទទួលសិទ្ធិជាតំណាងអ្នករៀបរៀងក្នុងការចាត់ចែង និងសម្របសម្រួលជាមួយក្រសួងអប់រំ យុវជន និងកីឡា ចុះហត្ថលេខាលើកិច្ចព្រមព្រៀង និងកិច្ចដំណើការទូទាត់ថវិកាតាមរយៈការស្នើសុំ និងទទួលថវិកា បោះពុម្ព និងផ្សព្វផ្សាយបន្តនូវស្នាដៃរៀបរៀង និពន្ធ និងកែលម្អរបស់អ្នករៀបរៀងក្នុងការរៀន និងបង្រៀនក្នុងគ្រឹះស្ថានសិក្សា និងប្រគល់សិទ្ធិស្របតាមការកំណត់នៃកិច្ចព្រមព្រៀង ស្តីពីការរៀបរៀង និពន្ធ និងកែលម្អសៀវភៅនៅកម្រិតឧត្តមសិក្សា ក្រោមការគាំទ្រនៃមូលនិធិស្រាវជ្រាវ គំនិតច្នៃប្រឌិត និងនវានុវត្តន៍។

- គ្រូឧទ្ទេសមុខវិជ្ជារូបវិទ្យានៃវិទ្យាស្ថានគរុកោសល្យរាជធានីភ្នំពេញ ដែលបានផ្តល់មតិកែលម្អលើខ្លឹមសារ នៃមេរៀននីមួយៗឱ្យកាន់តែមានភាពសុក្រឹត និងមានលក្ខណៈវិទ្យាសាស្ត្រ។

ខ្ញុំបាទសង្ឃឹមថា សៀវភៅនេះនឹងឆ្លើយតបជាបន្ទាន់ចំពោះការខ្វះខាតធនធានសិក្សា ដែលជាតម្រូវការសិក្សារបស់សិស្ស និស្សិតនៅកម្រិតវិទ្យាល័យ និងឧត្តមសិក្សា។

ការបរិយាយលើមុខវិជ្ជា

ខ្លឹមសារមេរៀនដែលបានលើកឡើងក្នុងសៀវភៅនេះអាចជួយពង្រឹងចំណេះដឹងគ្រឹះដល់គ្រូឧទ្ទេស គ្រូបង្រៀន គរុនិស្សិត គរុសិស្ស អាចប្រើប្រាស់ផ្ទាល់ខ្លួន និងសម្រាប់សាធារណៈជនទូទៅក្នុងការសិក្សាស្រាវជ្រាវបន្តលើខ្លឹមសាររូបវិទ្យាទំនើបជាពិសេសផ្នែកមេកានិកកង់ទិចដែលជាផ្នែកយ៉ាងសំខាន់មួយក្នុងចំណោមផ្នែកផ្សេងៗទៀតក្នុងរូបវិទ្យាទំនើប។

មុខវិជ្ជានេះនឹងអាចផ្តល់ចំណេះដឹងថ្មីតាមរយៈការបង្ហាញបាតុភូតក្នុងធម្មជាតិ ការប្រៀបប្រដូចស្ថានភាពមីក្រូស្កូពិចមកជាស្ថានភាពម៉ាក្រូស្កូពិច និងការផ្តល់ឧទាហរណ៍ជាលំហាត់គំរូជាដើម។ លើសពីនេះទៅទៀត មេរៀននេះនឹងផ្តល់ចំណេះដឹងសំខាន់ៗជាច្រើនទៀតលើឧបករណ៍ទំនើបៗដែលប្រើប្រាស់ក្នុងបច្ចេកទេសប្រើសម្រាប់រុករកស្វែងយល់ទម្រង់ខាងក្នុងនៃរូបធាតុ។ ឧបករណ៍ទាំងនោះត្រូវបានបង្កើតឡើងនិងអភិវឌ្ឍដោយប្រើទ្រឹស្តីភាគច្រើនចេញពីគំនិតរូបវិទ្យាទំនើប។ ឧបករណ៍ទំនើបនោះរួមមានមីក្រូទស្សន៍អេឡិចត្រុងដែលមានគុណភាពនិងកម្រិតញែក(resolution)ល្អជាងមីក្រូទស្សន៍អុបទិចដោយសារអេឡិចត្រុងក៏មានលក្ខណៈរលកផងដែរដែលជំហានរលករបស់វាប្រហាក់ប្រហែលនឹងចម្ងាយរវាងអាតូមក្នុងរូបធាតុ។

ម្យ៉ាងវិញទៀតសៀវភៅនេះក៏បានបង្ហាញពីអ្នកស្រាវជ្រាវនិងអ្នករូបវិទ្យាល្បីៗដែលបានធ្វើការស្រាវជ្រាវរកឃើញច្បាប់ទ្រឹស្តីដែលយើងបានប្រើទូទាំងសកលលោករហូតដល់សព្វថ្ងៃ។ អ្នកស្រាវជ្រាវទាំងនោះត្រូវបានគេផ្តល់ពានរង្វាន់ណូបែលដើម្បីតបស្នងនិងដឹងគុណដល់ការខិតខំប្រឹងប្រែងរបស់គាត់ដើម្បីបម្រើមនុស្សជាតិលើភពផែនដីនេះ។

សៀវភៅនេះបានចាប់ផ្តើមដោយបង្ហាញលក្ខណៈគូ(រលកផង និងផង់ផង)របស់ភាគល្អិតព្រមទាំងពន្លឺ ហើយក៏បានបង្ហាញពីភាពស្រដៀងគ្នារវាងភាគល្អិតនិងពន្លឺក្នុងពិភពកង់ទិចដូចជាឌីប្រាក់ស្យុងរបស់អេឡិចត្រុង។ បន្ទាប់មកបង្ហាញពីសមីការស្រូឌីងគ័រដែលអនុគមន៍ទាំងអស់ដែលតាងឱ្យភាគល្អិតត្រូវតែផ្ទៀងផ្ទាត់សមីការនេះ។

នៅចុងបញ្ចប់សៀវភៅនេះនឹងបង្ហាញពីអណ្តូងនិងរនាំងថាមពលប៉ូតង់ស្យែលដែលតំណាងឱ្យភាគល្អិតត្រូវបានគេឃុំនៅក្នុងអាតូម និងភាគល្អិតជាលឆ្លងកាត់ចន្លោះរវាងរូបធាតុពីររៀងគ្នា។ ម្យ៉ាងទៀតលំយោលអាកម៉ូនិចនៃភាគល្អិតក្នុងរូបធាតុដែលមានចន្លោះថាមពលថេរពីនីវ៉ូថាមពលមួយទៅនីវ៉ូថាមពលមួយទៀត លក្ខណៈនេះបង្ហាញពីភាពខុសគ្នាទៅនឹងនីវ៉ូថាមពលក្នុងអាតូមអ៊ីដ្រូសែនដែលចន្លោះថាមពលកាន់តែតូចទៅៗនៅពេលចំនួនកង់ទិចមេកាន់តែកើនឡើង។

មូលន័យសង្ខេប

សៀវភៅនេះសម្រាប់ជាជំនួយដល់អ្នកសិក្សាធ្វើការសិក្សានិងស្រាវជ្រាវដើម្បីបង្កើនចំណេះដឹងដែលទាក់ទងទៅនឹងរូបវិទ្យាទំនើប។ ដើម្បីងាយស្រួលក្នុងការយល់ខ្លឹមសារក្នុងផ្នែកមេកានិកកង់ទិចនេះ អ្នកអានត្រូវតែមានចំណេះដឹងផ្នែកគណិតវិទ្យាជ្រៅជ្រះជាពិសេស ដេរីវេដោយផ្នែក អាំងតេក្រាលភាពជាប់នៃអនុគមន៍ និងសមីការឌីផេរ៉ង់ស្យែលជាដើម។ សៀវភៅនេះមាន២មេរៀនដូចសេចក្តីរៀបរាប់ខាងក្រោម៖

មេរៀនទី១៖លក្ខណៈរលករបស់ភាគល្អិត

មេរៀនទី២៖មេកានិកកង់ទិច

មេរៀនទី១៖ លក្ខណៈរលកនៃភាគល្អិត

១.១.សម្មតិកម្មឌឺប្រូគ្លី(de Broglie)

ភាគល្អិតដែលមានលក្ខណៈជារលក (រលកអេឡិចត្រុង)។ នៅឆ្នាំ១៩២៤ អ្នករូបវិទ្យាជនជាតិបារាំងម្នាក់គឺព្រះអង្គម្ចាស់ Louis de Broglie (អានថា ឌឺប្រើយ)បានសង្កេតពីលក្ខណៈរបស់រូបធាតុ។ គាត់មានហេតុផលថា ធម្មជាតិចូលចិត្តមានលក្ខណៈឆ្លុះ(ស៊ីមេទ្រី)។

ពន្លឺមានលក្ខណៈគូគឺស្ថានភាពខ្លះមានលក្ខណៈជារលកផង និងស្ថានភាពខ្លះមានលក្ខណៈជាភាគល្អិតផង។ ហេតុនេះ អេឡិចត្រុង និងប្រូតុងមានលក្ខណៈជារលក។ ដូច្នេះវាត្រូវមានជំហានរលក និងប្រេកង់។ ឌឺប្រូគ្លី(de Broglie)បានបញ្ជាក់ថាភាគល្អិតសេរី(មិនមានអន្តរកម្មផ្សេងៗ) ដែលមានម៉ាសនៅស្ងៀម m ផ្លាស់ទីដោយល្បឿនតូចមិនរ៉ឺឡាទីវិស v ហើយវាត្រូវមានជំហានរលកλ វាមានបរិមាណចលនា $p = mv$ ហើយជំហានរលកកំណត់ដោយទំនាក់ទំនង $\lambda = \frac{h}{p}$។

ជំហានរលក $\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv}$ (ជំហានរលក ឌឺប្រើយនៃភាគល្អិត)

បើសិនល្បឿនភាគល្អិតជាផ្នែកមួយនៃល្បឿនពន្លឺ c យើងប្រើ $\gamma mv = \frac{mv}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$ ជំនួស mv វិញ។ តាមរយៈឌឺប្រូគ្លី ប្រេកង់ក៏មានទំនាក់ទំនងជាមួយថាមពល $E = hf$ដែរ។ ដូច្នេះតាមសម្មតិកម្មរបស់ឌឺប្រូគ្លីបង្ហាញពីទំនាក់ទំនងរវាងជំហានរលក និងបរិមាណចលនា ហើយប្រេកង់ជាមួយថាមពលគឺមានភាពដូចគ្នាសម្រាប់ភាគល្អិតសេរី និងសម្រាប់ផូតុង។

ប្រុងប្រយ័ត្ន៖ មិនមែនរូបមន្តទាំងអស់របស់ផូតុង អាចប្រើចំពោះភាគល្អិត(មានម៉ាស)បាននោះទេ។ សម្រាប់ភាគល្អិតដូចជា អេឡិចត្រុង និងប្រូតុង អាចប្រើរូបមន្ត $E = hf$ ប៉ុន្តែដោយសារភាគល្អិតទាំងពីរនេះមិនផ្លាស់ទីដោយល្បឿនពន្លឺ c ដូចផូតុង ហេតុនេះយើងមិនអាចប្រើរូបមន្ត $f = \frac{c}{\lambda}$ និង $E = pc$ ចំពោះភាគល្អិតបាននោះទេ។

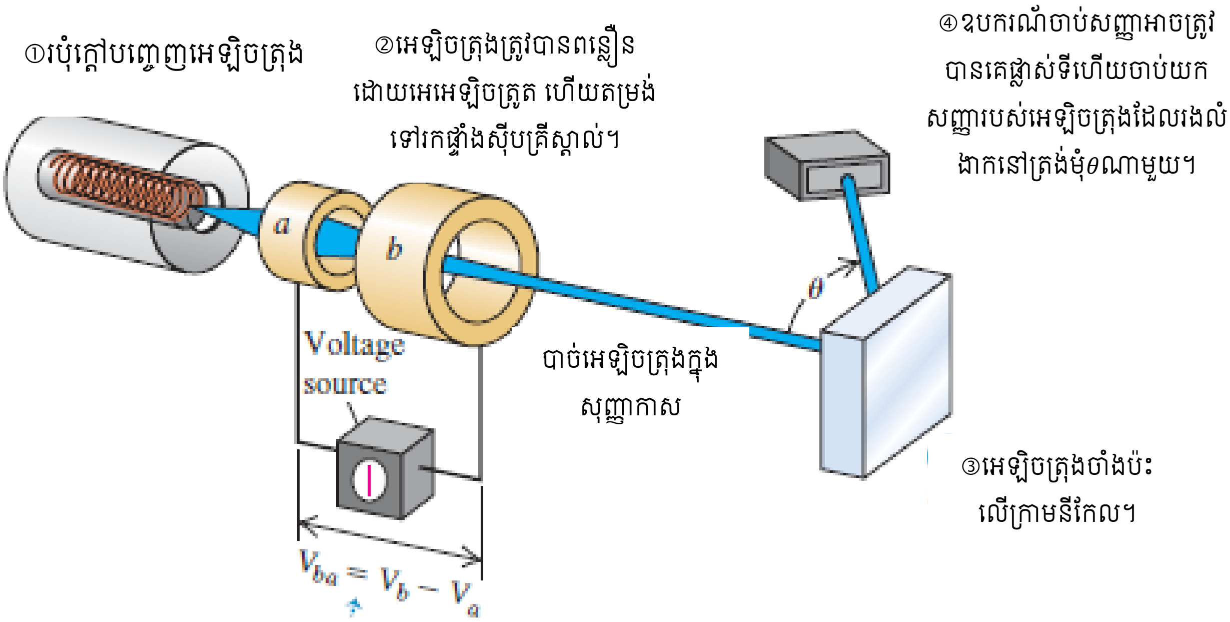
ការសង្កេតពីធម្មជាតិរលកនៃអេឡិចត្រុង

ទ្រឹស្តីរបស់ឌឺប្រូគ្លីមិនទាន់មានឧបករណ៍ពិសោធន៍ផ្ទាល់នៅឡើយទេនាពេលនោះ។ ប៉ុន្តែក្នុងកំឡុងពេល២ទៅ៣ឆ្នាំដែលឌឺប្រូគ្លីផ្សព្វផ្សាយគំនិតរបស់គាត់ ស្រាប់តែគំនិតនេះត្រូវបានផ្ទៀងផ្ទាត់ដោយពិសោធន៍ឌីប្រាក់ស្យុងដោយប្រើបាច់អេឡិចត្រុង។

នៅឆ្នាំ១៩២៧ អ្នករូបវិទ្យាអាមេរិចគ្លីនតុន ដាវីសុន(Clinton Davisson)និងឡេស្ទ័រ ជែម័រ(Lester Germer)ដែលធ្វើការក្នុងមន្ទីរពិសោធន៍ប៊ែលតេលេហ្វូន(Bell Telephone)បានសិក្សាពីបាច់អេឡិចត្រុងបាញ់លើផ្ទៃនីកែល ហើយសង្កេតមើលចំនួនអេឡិចត្រុងដែលរងលំងាកក្រោមមុំណាមួយដូចក្នុង(រូបទី១.១)ខាងក្រោម។ ដូចលោហៈផ្សេងទៀតដែរ នីកែលជាពហុគ្រាម(polycrystalline)ដែលមាន

ក្រាមតូចៗជាច្រើនមានទិសផ្សេងៗគ្នាហើយចងសម្ព័ន្ធជាមួយគ្នា នៅពេលនោះអេឡិចត្រុងបានចាំងផ្លាតចេញពីផ្ទៃក្រោមមុំផ្សេងៗគ្នា ដូចពន្លឺចាំងផ្លាតចេញពីផ្ទៃដែលមិនរាបស្មើ។

យើងបានរបាយអាំងតង់ស៊ីតេស្មើៗគ្នាជាអនុគមន៍ទៅនឹងមុំ θ។

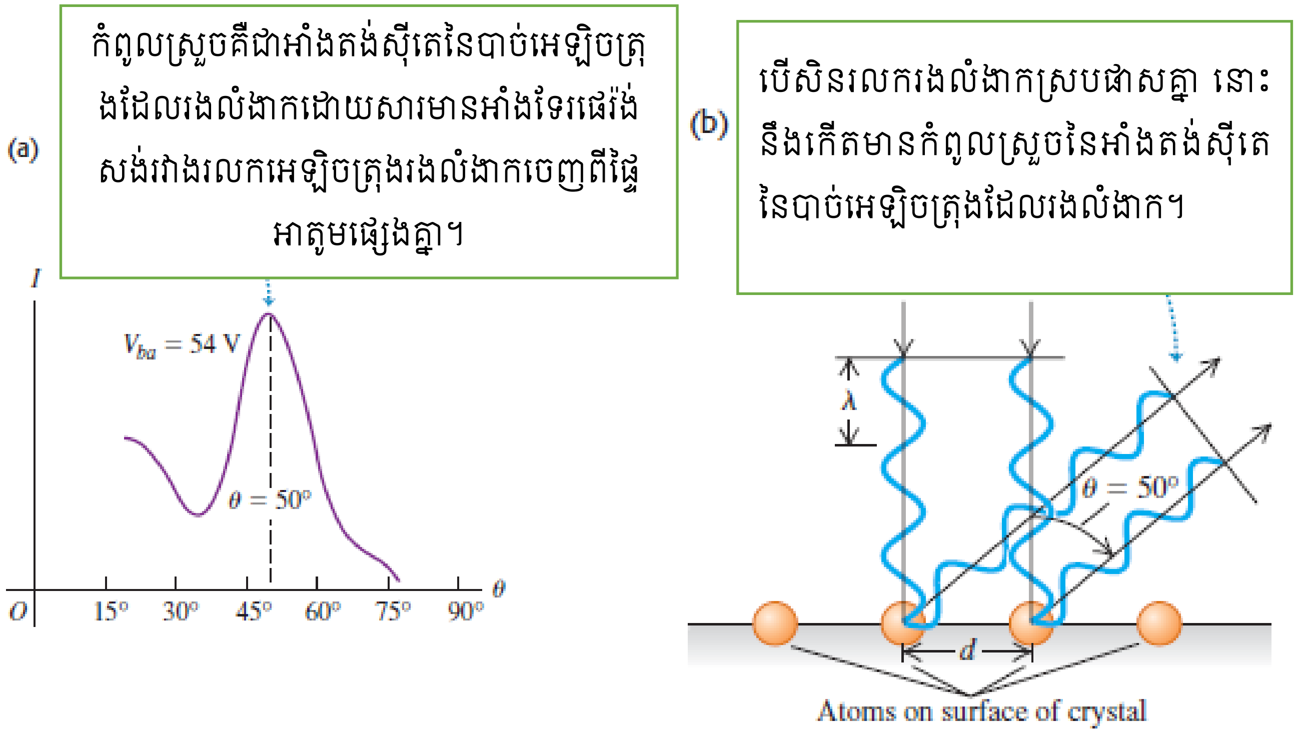


$V_{ba} > 0$ ហេតុនេះអេឡិចត្រុងពន្លឿនដោយផ្លាស់ទីពីaទៅb។

រូបទី១.១៖រូបតំណាងពិសោធន៍លំងាកអេឡិចត្រុងដោយប្រើឧបករណ៍ចាប់យកសញ្ញា។

ក្នុងពេលកំពុងធ្វើពិសោធន៍មានករណីចៃដន្យមួយកើតឡើងដែលអនុញ្ញាត្តិឱ្យខ្យល់ចូលក្នុងប្រអប់សុញ្ញាកាស ហើយបន្ទះអុកស៊ីតកម្មយ៉ាងស្តើងបានកើតមាននៅលើផ្ទៃលោហៈ។ ដើម្បីយកបន្ទះអុកស៊ីតកម្មនេះចេញ គាត់បានដុតកម្តៅសំណាកនោះក្នុងឡដុតកម្តៅយ៉ាងក្តៅស្ទើរតែរលាយសំណាក។ ការដុតនេះបានបង្កើតឱ្យមានតំបន់ជាច្រើនក្នុងសំណាកនីកែលដែលតំរៀបជាប់ៗគ្នាតម្រង់ទៅរកបាច់អេឡិចត្រុង។ បើតាមការសង្កេតឃើញដោយប្រើបាច់អេឡិចត្រុងនោះ សំណាកគឺជាទម្រង់ក្រាមទោល (single crystal)។ នៅពេលធ្វើពិសោធន៍នេះច្រើនដងដោយប្រើសំណាកដដែលៗ នោះគេបានលទ្ធផលខុសគ្នា។ គេបានអាំងតង់ស៊ីតេអតិបរមានៃបាច់អេឡិចត្រុងកើតឡើងនៅត្រង់មុំជាក់លាក់មួយដូចបង្ហាញក្នុង(រូបទី១.២)ខាងក្រោម។

លទ្ធផលនេះផ្ទុយពីបំរែបំរួលអាំងតង់ស៊ីតេជាមួយនឹងមុំដែលដាវីសុន(Davisson)និងឡេស្ទ័រជែម័រ (Lester Germer) បានសង្កេតមុនពេលករណីចៃដន្យនេះបានកើតឡើង។



រូបទី១.២.(a)អាំងតង់ស៊ីតេនៃបាច់អេឡិចត្រុងរងលំងាកក្នុងរូបទី១.១ជាអនុគមន៍ទៅនឹងមុំលំងាក θ។ (b)រលកអេឡិចត្រុងរងលំងាកចេញពីអាតូមពីរ ហើយបានបង្កើតអាំងទែរផេរ៉ង់សង់នៅពេល $dsin\theta = m\lambda$ ក្នុងករណីនេះ $\theta = 50°, m = 1$។ (a) កំពូលស្រួចគឺជាអាំងតង់ស៊ីតេនៃបាច់អេឡិចត្រុងដែលរងលំងាកដោយសារមានអាំងទែរផេរ៉ង់សង់រវាងរលកអេឡិចត្រុងរងលំងាកចេញពីផ្ទៃអាតូមផ្សេងគ្នា។ (b)បើសិនរលករងលំងាកស្របផាសគ្នា នោះនឹងកើតមានកំពូលស្រួចនៃអាំងតង់ស៊ីតេនៃបាច់អេឡិចត្រុងដែលរងលំងាក។

ទីតាំងមុំនៃប្រង់ភ្លឺកណ្តាលគឺអាស្រ័យទៅនឹងតង់ស្យុង V_{ba}ដែលប្រើសម្រាប់បង្កើតបាច់អេឡិចត្រុង។

ដាវីសុន និងដែម័រយល់ពីសម្មតិកម្មរបស់ឌឺប្រូគ្លី(de Broglie)ហើយគាត់បានចាប់អារម្មណ៍ថា គេទទួលបានលទ្ធផលស្រដៀងគ្នានឹងឌីប្រាក់ស្យុងនៃកាំរស្មីអ៊ិចដែរ។ លទ្ធផលនេះមិនដូចការរំពឹងទុករបស់គាត់ឡើយ ប៉ុន្តែគេទទួលស្គាល់ថា បាច់អេឡិចត្រុងទទួលរងលំងាកឌីប្រាក់ស្យុង។ គាត់បានរកឃើញពិសោធន៍ផ្ទាល់ខ្លួនដើម្បីបង្ហាញពីសម្មតិកម្មលក្ខណៈរលករបស់ភាគល្អិត។

ដាវីសុននិងដែម័រអាចកំណត់ល្បឿនអេឡិចត្រុងតាមរយៈតង់ស្យុងពន្លឿនដែលបង្កឱ្យមានសំទុះ ហេតុនេះគេអាចគណនាជំហានរលកឌឺប្រូគ្លី(de Broglie wavelength)។ បើសិនអេឡិចត្រុងត្រូវបានពន្លឿនឱ្យស្ទុះចេញពីចំនុចនៅស្ងៀម a ទៅដល់ចំនុច b ក្នុងផលសងប៉ូតង់ស្យែល V_{ba}ដែលជាតង់ស្យុងពន្លឿនគេបាន $V_{ba} = V_b - V_a$ នោះកម្មន្តដែលធ្វើលើអេឡិចត្រុង $e\,V_{ba}$ ស្មើនឹងបំរែបរួលថាមពលស៊ីនេទិច $\Delta K = K = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{p^2}{2\,m}$ សម្រាប់ភាគល្អិតមិនរ៉ឺឡាទីវិស។ គេបាន $e\,V_{ba} = \frac{p^2}{2m}$,

$p = \sqrt{2meV_{ba}}$ ជំនួសក្នុងជំហានរលកឌីប្រូគ្លី។

គេបាន $\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2meV_{ba}}}$ (ជំហានរលក de Broglie សម្រាប់អេឡិចត្រុង)

បើសិនតង់ស្យុងពន្លឿនកាន់តែធំ នោះជំហានរលកអេឡិចត្រុងកាន់តែតូច។ ដើម្បីប៉ាន់ស្មានពីមុំលំងាកដែលចំណាំងផ្លាតខ្លាំងអាចកើតឡើង។ ត្រូវចាំថាអេឡិចត្រុងរងលំងាកធំជាងគេដោយសារប្លង់នៃអាតូមដែលនៅក្បែរផ្ទៃក្រោមខាងលើរបស់គ្រីស្តាល់។ អាតូមក្នុងផ្ទៃមួយតំរៀបគ្នាជាជួរដេកចម្ងាយពីគ្នា d ដែលអាចវាស់ដោយបច្ចេកទេសឌីប្រាក់ស្យុងកាំរស្មីអ៊ិច។ ជួរដេកនេះដើរតួជាឌីប្រាក់ស្យុងគ្រេធីង (Diffraction grating)នៃចំណាំងផ្លាតដោយចម្ងាយពីផ្ចិតមួយទៅផ្ចិតមួយទៀតចម្ងាយd (ចម្ងាយពីផ្ចិតនៃរង្វះslit)។

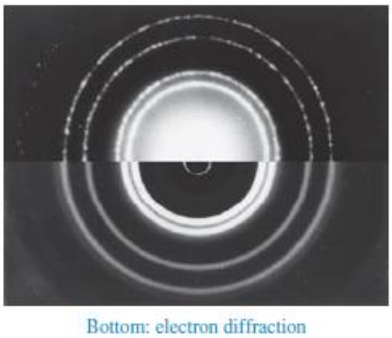
គេបានមុំនៃប្រេង់ភ្លឺគឺ $dsin\theta = m\lambda$, $(m = 1,2,3,4, \dots.)$

ដែលមុំ θជាមុំដូចក្នុងរូបទី១.១ និង១.២ខាងលើ។

ដាវីសុន និងជែម័របានរកឃើញថា មុំដែលប៉ាន់ស្មានក្នុងសមីការឌីប្រាក់ស្យុងនេះ និងប្រើសមីការជំហានរលករបស់ឌីប្រូគ្លី គេទទួលបានភាពត្រឹមត្រូវតាមតម្លៃដែលសង្កេតដូចក្នុងរូបទី១.២(ក)។

ដូចនេះ ការរកឃើញដោយចៃដន្យពីឌីប្រាក់ស្យុងនៃអេឡិចត្រុងជាពិសោធន៍ផ្ទាល់និងជាភស្តុតាងដំបូងបង្អស់សម្រាប់ផ្ទៀងផ្ទាត់សម្មតិកម្មឌីប្រូគ្លី។ នៅឆ្នាំ១៩២៨ មួយឆ្នាំក្រោយរបកគំហើញ ដាវីសុន និងជែម័រ មានអ្នករូបវិទ្យាអង់គ្លេសថមសុន(G.P. Thomson)បានធ្វើពិសោធន៍លើឌីប្រាក់ស្យុងអេឡិចត្រុងដោយប្រើផ្ទាំងស៊ីបធ្វើពីបន្ទះលោហៈប៉ូលីគ្រីស្តាល់ស្តើងផងដែរ។ ក្រោយមកទៀតឌីបាយ(Debye)និងសែរើរ(Sherrer) ប្រើបច្ចេកទេសស្រដៀងគ្នាដើម្បីសិក្សាពីឌីប្រាក់ស្យុងកាំរស្មីអ៊ិច លើសំណាកប៉ូលីគ្រីស្តាល់។ ក្នុងពិសោធន៍នេះបាច់កាំរស្មីចូលក្នុងផ្ទាំងស៊ីប(មិនចាំងផ្លាត)។ ដោយសារទិសបំបែរនៃប្លង់អាតូមក្នុងបន្ទះលោហៈស្តើងនោះផ្សេងៗគ្នា គេបានគំរូឌីប្រាក់ស្យុងដែលមានអាំងតង់ស៊ីតេអតិបរមាកើតឡើងជារាងរង្វង់ជុំវិញទិសចាំងប៉ះនៃបាច់កាំរស្មីចាំងប៉ះដូចរូបទី១.៣ខាងក្រោម។

ការពិសោធន៍របស់អ្នករូបវិទ្យាក្រោយៗទៀតក៏បានផ្ទៀងផ្ទាត់ពីភាពត្រឹមត្រូវនៃជំហានរលកឌីប្រូគ្លីដែរ។



រូបទី១.៣.ប្រៀបធៀបឌីប្រាក់ស្យុងកាំរស្មីអ៊ិច និងឌីប្រាក់ស្យុងអេឡិចត្រុង។ រូបថតពាក់កណ្តាលខាងលើបង្ហាញពីឌីប្រាក់ស្យុងកាំរស្មីអ៊ិចដែលមានជំហានរលក$71pm$ចាំងចូលបន្ទះអាលុយមីញ៉ូមស្តើង។ ចំណែកពាក់កណ្តាលខាងក្រោមបង្ហាញពីឌីប្រាក់ស្យុងអេឡិចត្រុងក្នុងមាត្រដ្ឋានផ្សេងគ្នាដែលមានថាមពល$600eV$ឆ្លងកាត់បន្ទះអាលុយមីញ៉ូម។ លទ្ធផលបានបង្ហាញថាអេឡិចត្រុងក៏មានឌីប្រាក់ស្យុងដូចរលកដែរជាពិសេសស្រដៀងឌីប្រាក់ស្យុងកាំរស្មីអ៊ិច។

យុទ្ធវិធីដោះស្រាយលំហាត់៖ លក្ខណៈដូចរលកនៃភាគល្អិត។

ក.កំណត់អត្តសញ្ញាណ(ចំណាប់និងអញ្ញាតិដែលគេសួររក)៖ (ទ្រឹស្តីដែលពាក់ព័ន្ធ)ភាគល្អិតមានលក្ខណៈជារលក។ ជំហានរលកឌឺប្រូគ្លីនៃភាគល្អិតមួយគឺច្រាសសមាមាត្រទៅនឹងបរិមាណចលនារបស់វា។ ចំណែកឯប្រេកង់សមាមាត្រទៅនឹងថាមពលរបស់វា។

ខ.រៀបចំផ្លូវដោះស្រាយបញ្ហា៖ ត្រូវកំណត់អញ្ញតិដែលគេសួររក(target variables) បន្ទាប់មកសម្រេចចិត្តថាតើត្រូវជ្រើសរើសយកសមីការណាសមស្របដើម្បីប្រើសម្រាប់គណនាអញ្ញតិនោះ។

គ.ការគណនា៖ ដំណោះស្រាយដូចខាងក្រោម៖

ជំហានទី១៖ប្រើសមីការ $\lambda = \frac{h}{p}$ បន្ទាប់មកប្រើទំនាកទំនង $E = hf$

ជំហានទី២៖តាមថាមពលស៊ីនេទិចមិនរ៉ឺឡាទីវីស $K = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{p^2}{2m}$, $p = mv$ (បរិមាណចលនា)

ជំហានទី៣៖ ចំពោះថេរប្លង់ $h = 6.626 \times 10^{-34} J.s = 4.136 \times 10^{-15} eV.s$

ឃ.វាយតម្លៃលើលទ្ធផលដែលបានរកឃើញ៖ ដើម្បីពិនិត្យលើលទ្ធផលដែលជាតម្លៃលេខ វាអាចជួយយើងឱ្យចងចាំលំដាប់តម្លៃលេខប្រហែលៗមួយចំនួនដូចជា៖

ទំហំអាតូមមួយគឺប្រហែល $10^{-10}m = 0.1nm$

ម៉ាសរបស់អាតូមប្រហែល $10^{-26}kg$

ម៉ាសរបស់អេឡិចត្រុងមួយប្រហែល $10^{-30}kg$, $mc^2 = 511eV$

បន្ទុកអេឡិចត្រុងមួយប្រហែល $10^{-19}C$

នៅសីតុណ្ហភាពក្នុងបន្ទប់(20℃) $kT = \frac{1}{40}eV$

ចន្លោះនីវ៉ូថាមពលរបស់អាតូមមួយប្រហែលពី $(1\ to\ 10eV)$

ល្បឿនរបស់អេឡិចត្រុងក្នុងគំរូអាតូមអ៊ីដ្រូសែនប្រហែល $10^6 m/s$

ឧទាហរណ៍ទី១៖ ពិសោធន៍ឌីប្រាក់ស្យុងអេឡិចត្រុង។

ក្នុងពិសោធន៍មួយស្តីពីឌីប្រាក់ស្យុងអេឡិចត្រុងដោយប្រើតង់ស្យុងពន្លឿន$54V$ គេទទួលបានអាំងតង់ស៊ីតេអតិបរមានៅត្រង់មុំ$\theta = 50°$ ដូចបង្ហាញក្នុងរូបទី១.២ខាងលើ។ ឌីប្រាក់ស្យុងកាំរស្មីអ៊ិចបានបង្ហាញថា ចម្ងាយរវាងអាតូមមួយទៅអាតូមមួយផ្សេងទៀតគឺ$d = 0.218nm$។ នៅមុនពេលពន្លឿន គេ

សន្មតថាថាមពលស៊ីនេទិចរបស់អេឡិចត្រុងអាចចោលបាន(negligible)។ ចូររកជំហានរលករបស់អេឡិចត្រុង។

ដំណោះស្រាយ

តង់ស្យុងពន្លឿនគេបាន $V_{ba} = V_b - V_a$ នោះកម្មន្តដែលធ្វើលើអេឡិចត្រុង $e\,V_{ba}$ ស្មើនឹងបំរែបំរួលថាមពលស៊ីនេទិច $\Delta K = K = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{p^2}{2\,m}$ សម្រាប់ភាគល្អិតមិនរ៉ឺឡាទីវិស។

គេបាន $e\,V_{ba} = \frac{p^2}{2m}, \quad p = \sqrt{2meV_{ba}}$ ជំនួសក្នុងជំហានរលកឌឺប្រូគ្លី។

គេបាន $\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2m_e\,e\,V_{ba}}} = \frac{6.626\times10^{-34}}{\sqrt{2(9.1\times10^{-31})(1.6\times10^{-19})\times54}} = 1.7\times10^{-10}m = 0.17nm$

វិធីដោះស្រាយទី២

យើងអាចប្រើរូបមន្តឌីប្រាក់ស្យុងអេឡិចត្រុង $dsin\theta = m\lambda$ សន្មតថា $m = 1$

យើងបាន ជំហានរលក $\lambda = dsin\theta = 2.18\times10^{-10}\sin(50°) = 1.7\times10^{-10}m,$

វង្វាយតម្លៃលើលទ្ធផល៖ ចំនួនទាំងពីរនេះត្រឹមត្រូវសមស្របជាមួយនឹងលទ្ធផលពិសោធន៍យ៉ាងសុក្រិតដែលបានផ្តល់នូវការត្រួតពិនិត្យមកលើការគណនារបស់យើង។ ចំណាំថាប្រវែងជំហានរលកនេះខ្លីជាងចម្ងាយរវាងអាតូមមួយទៅអាតូមមួយផ្សេងទៀត។

ឧទាហរណ៍ទី២៖(ថាមពលរបស់ណឺត្រុងកម្តៅ៖Thermal neutron)

ចូររកល្បឿននិងថាមពលរបស់ណឺត្រុងកម្តៅមួយដែលមានម៉ាស$m = 1.675\times10^{-27}kg$ ហើយមានជំហានរលកឌឺប្រូគ្លី$\lambda = 0.200nm$ ប្រវែងនេះគឺស្មើនឹងចម្ងាយរវាងអាតូមដែលនៅក្នុងក្រាមគ្រីស្តាល់នៃអង្គធាតុរឹងធម្មតាមួយ។ ចូរប្រៀបធៀបថាមពលនេះជាមួយនឹងថាមពលស៊ីនេទិចរំកិលមធ្យមនៃម៉ូលេគុលឧស្ម័នបរិសុទ្ធនៅសីតុណ្ហភាពក្នុងបន្ទប់($T = 293K$)។

ដំណោះស្រាយ

ការកំណត់អត្តសញ្ញាណ និងការរៀបចំប្លង់ដោះស្រាយ៖

បញ្ហានេះត្រូវប្រើទំនាក់ទំនងរវាងល្បឿនភាគល្អិតនិងជំហានរលក ហើយរវាងល្បឿនភាគល្អិតជាមួយថាមពលស៊ីនេទិច ព្រមទាំងរវាងសីតុណ្ហភាពរបស់ឧស្ម័ននិងថាមពលស៊ីនេទិចមធ្យមនៃម៉ូលេគុលឧស្ម័នមួយ។

ការគណនា៖

តាមរូបមន្តថាមពលស៊ីនេទិច $K = \frac{1}{2}mv^2$

ហើយតាមជំហានរលកឌឺប្រូគ្លី $\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv}$

យើងអាចទាញរកល្បឿនរបស់ណឺត្រុង $v = \frac{h}{m\lambda} = \frac{6.626\times10^{-34}}{(1.675\times10^{-27})(0.200\times10^{-9})} = 1.98 \times 10^3 m/s$

ថាមពលស៊ីនេទិចរបស់ណឺត្រុងគឺ

$K = \frac{1}{2}(1.675 \times 10^{-27})(1.98 \times 10^3)^2 = 3.28 \times 10^{-21}J = 0.0205eV$

តាមរូបមន្ត ថាមពលស៊ីនេទិចមធ្យមរបស់ម៉ូលេគុលឧស្ម័នបរិសុទ្ធ

គឺ $\frac{1}{2}m(v^2)_{av} = \frac{3}{2}kT = \frac{3}{2}(1.38 \times 10^{-23})(293) = 6.07 \times 10^{-21}J = 0.0379eV$

ថាមពលទាំងពីរនេះគឺមានតម្លៃប្រហាក់ប្រហែលគ្នា ហេតុនេះហើយណឺត្រុងដែលមានថាមពលស៊ីនេទិចក្នុងលំដាប់នេះត្រូវបានគេហៅថា **ណឺត្រុងកម្ដៅ**។ ឌីប្រាក់ស្យុងនៃណឺត្រុងកម្ដៅត្រូវបានគេប្រើដើម្បីសិក្សាទម្រង់ក្រាមនិងទម្រង់រចនាសម្ព័ន្ធរបស់ម៉ូលេគុលដូចដែលគេបានប្រើក្នុងឌីប្រាក់ស្យុងកាំរស្មីអ៊ិចដែរ។ ជាពិសេសឌីប្រាក់ស្យុងនៃណឺត្រុងកម្ដៅមានសារៈសំខាន់បំផុតក្នុងការសិក្សាពីម៉ូលេគុលសរីរាង្គធំៗ។

វាយតម្លៃ៖

ចំណាំថា ល្បឿនណឺត្រុងដែលបានគណនាគឺតូចខ្លាំងណាស់ធៀបទៅនឹងល្បឿនពន្លឺ។ លក្ខណៈនេះគឺបង្ហាញពីភាពត្រឹមត្រូវ(justify)ក្នុងការប្រើរូបមន្តមិនរ៉ឺឡាទីវីស($\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv}$)។

១.២.រលកឌឺប្រូគ្លីនិងពិភពមីក្រូស្កូពិច

ជំហានរលកនេះតូចជាងអង្កត់ផ្ចិតរបស់គ្រាប់ខ្សាច់ហើយក៏តូចខ្លាំងណាស់ធៀបទៅនឹងទំហំអាតូម ($10^{-10}m$)។ វត្ថុធំៗដែលផ្លាស់ទីយ៉ាងលឿន អាចមានបរិមាណចលនាយ៉ាងធំ ហើយជំហានរលកឌឺប្រូគ្លីមានតម្លៃយ៉ាងតូចខ្លាំង។ ដូចនេះ ឥទ្ធិពលនៃជំហានរលកយ៉ាងតូចនេះ មិនត្រូវបានគេសង្កេតឃើញទេឡើយក្នុងជីវភាពប្រចាំថ្ងៃ។

មីក្រូទស្សន៍អេឡិចត្រុង

មីក្រូទស្សន៍អេឡិចត្រុងបានផ្ដល់ឧទាហរណ៍យ៉ាងចាប់អារម្មណ៍អំពីតួនាទីរលកផងនិងភាគល្អិតផងនៃអេឡិចត្រុង។ បាច់អេឡិចត្រុងមួយអាចបង្កើតរូបភាពនៃវត្ថុមួយដូចគ្នានឹងបាច់ពន្លឺដែរ។ កាំពន្លឺមួយអាចដូរទិសដោយចំណាំងផ្លាត និងដោយចំណាំបែរ។ ចំណែកគន្លងបាច់អេឡិចត្រុងអាចដូរទិសតាមរយៈដែនអគ្គិសនី និងដែនម៉ាញេទិច។ កាំពន្លឺមួយដែលរីកចេញពីចំនុចមួយក្នុងវត្ថុមួយ អាចបង្រួមវា

មកវិញដោយប្រើប្រាស់ឡង់ទីបង្រួម ឬកញ្ចក់ស្វែរផតជាដើម។ ចំណែកគន្លងអេឡិចត្រុងដែលរីកចេញ (diverging) ពីតំបន់តូចមួយអាចបង្រួមមកវិញដោយប្រើដែនអគ្គិសនី និងដែនម៉ាញេទិច។

ករណីពន្លឺក្នុងអុបទិចធរណីមាត្រ មានភាពត្រឹមត្រូវតែក្នុងលក្ខណ្ឌដែលមិនគិតពីបាតុភូតអាំងទែរផេរ៉ង់ និងឌីប្រាក់ស្យុង។ ដូចគ្នាដែរគំរូអេឡិចត្រុងដែលចាត់ទុកថាជាភាគល្អិតដែលផ្លាស់ទីលើគន្លងគឺជាការសន្មតពីលក្ខណៈធម្មជាតិរបស់អេឡិចត្រុងដោយមិនគិតពីធម្មជាតិរលកនៃអេឡិចត្រុងឡើយ។

តើមីក្រូទស្សន៍អេឡិចត្រុងល្អជាងមីក្រូទស្សន៍ពន្លឺអុបទិចដែរឬទេ?

មីក្រូទស្សន៍អុបទិចមានកម្រិតចាប់បាន និងញែកវត្ថុតូចនៅមានកម្រិតខ្សោយនៅឡើយ ដោយសារវាប្រើជំហានរលកពន្លឺមើលឃើញប្រហែល $500nm$ ហេតុនេះវាមិនអាចចាប់ញែកវត្ថុណាមួយដែលមានទំហំតូចជាង $300nm$ ទោះបីឡង់ទីត្រូវបានធ្វើយ៉ាងល្អក៏ដោយ។ ចំណែកមីក្រូទស្សន៍អេឡិចត្រុងក៏មានកម្រិតចាប់បាន និងញែកវត្ថុតូចនៅមានកម្រិតខ្សោយនៅឡើយដែរដោយសារជំហានរលករបស់អេឡិចត្រុង ប៉ុន្តែជំហានរលកអេឡិចត្រុងតូចជាងប្រហែលជាង១ពាន់ដងបើធៀបនឹងពន្លឺមើលឃើញ។ ហេតុនេះកម្រិតពង្រីកនៃមីក្រូទស្សន៍អេឡិចត្រុង ធំជាងកម្រិតពង្រីករបស់មីក្រូទស្សន៍អុបទិចជាង១ពាន់ដងដែរ។ ត្រូវចងចាំថាសមត្ថភាពដែលមីក្រូទស្សន៍អេឡិចត្រុងអាចពង្រីករូបភាពមិនអាស្រ័យទៅនឹងលក្ខណៈរលករបស់អេឡិចត្រុងទេ បើសិនផ្អែកលើភាពមិនជាក់លាក់ហាយស៊ិនប៊ឺគ (Heisenberg uncertainty)។ លុះត្រាតែវាមានការទាក់ទងនឹងកម្រិតញែកវត្ថុយ៉ាងតូចពីរដាច់ពីគ្នា (resolution) ទើបយើងអាចប្រើលក្ខណៈរលកនៃអេឡិចត្រុងមានសារៈសំខាន់។

ឧទាហរណ៍ទី៣៖ (មីក្រូទស្សន៍អេឡិចត្រុង)

មីក្រូទស្សន៍អេឡិចត្រុងមួយបានប្រើបាច់អេឡិចត្រុងដែលមានល្បឿនមិនរ៉ឺឡាទីវីសស្រដៀងគ្នានឹងកាំភ្លើងបាញ់អេឡិចត្រុងក្នុងពិសោធន៍របស់ដាវីសុន និងជែម័រដែរ។ មុននឹងត្រូវបានគេពន្លឿនថាមពលស៊ីនេទិចរបស់អេឡិចត្រុងអាចចោលបាន។ តើតង់ស្យុងពន្លឿនត្រូវមានតម្លៃប៉ុន្មាន ដើម្បីបង្កើតអេឡិចត្រុងដែលមានជំហានរលក$0.010nm$ (ជំហានរលកនេះតូចជាងជំហានរលកពន្លឺមើលឃើញប្រហែល៥ម៉ឺនដង)?

ដំណោះស្រាយ

យើងអាចប្រើគំនិតដូចគ្នានឹងគំនិតក្នុងពិសោធន៍របស់ដាវីសុននិងជែម័រដែរ។

តង់ស្យុងពន្លឿនគេបាន $V_{ba} = V_b - V_a$ នោះកម្មន្តដែលធ្វើលើអេឡិចត្រុង $e\,V_{ba}$ ស្មើនឹងបំរែបំរួលថាមពលស៊ីនេទិច $\Delta K = K = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{p^2}{2\,m}$ សម្រាប់ភាគល្អិតមិនរ៉ឺឡាទីវីស។

គេបាន $e\,V_{ba} = \frac{p^2}{2m}$,

យើងអាចសរសេរ $V_{ba} = \frac{p^2}{2me}$ ដោយបរិមាណចលនា $p = \frac{h}{\lambda}$

យើងបាន

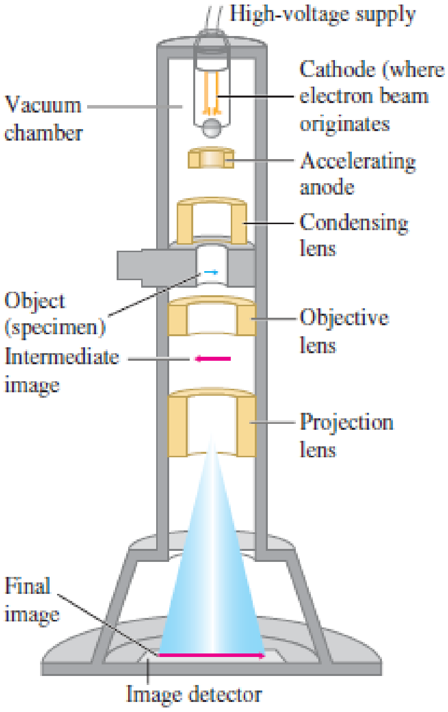
$$V_{ba} = \frac{p^2}{2me} = \frac{h^2}{2m.e.\lambda^2} = \frac{(6.626\times10^{-34})^2}{2(9.109\times10^{-31})(1.602\times10^{-19})(10\times10^{-12})^2} = 1.5\times10^4 V = 15kV$$

វិភាគតម្លៃ៖ យើងអាចបង្កើតតង់ស្យុង $15kV$ បានយ៉ាងងាយចេញពីខ្សែបណ្តាញតង់ស្យុងក្នុងប្រទេសនីមួយៗដែលប្រើប្រាស់តង់ស្យុង120V ឬ240V ដោយប្រើប្រាស់ត្រង់ស្វូស្ទូករ៉ុលទ័រ(step up transformer)។ អេឡិចត្រុងដែលត្រូវបានគេពន្លឿនត្រូវមានថាមពលស៊ីនេទិច15keV ។ ដោយសារអេឡិចត្រុងមានថាមពលនៅស្ងៀម $511keV$ ដូច្នេះអេឡិចត្រុងទាំងនេះមានល្បឿនមិនរ៉ឺឡាទីវីស។

មីក្រូទស្សន៍អេឡិចត្រុងឆ្លងកាត់ (Transmission electron microscope)

រូបទី១.៤ខាងក្រោមបង្ហាញពីមីក្រូទស្សន៍អេឡិចត្រុងឆ្លងកាត់ (Transmission electron microscope) ដែលអេឡិចត្រុងអាចដាលឆ្លងកាត់សំណាកដែលត្រូវយកមកសិក្សាពិសោធន៍។

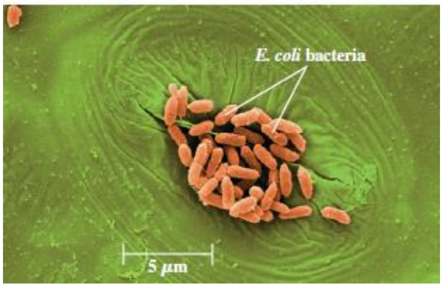
សំណាកមានកម្រាស់មិនលើសពី $10 - 100nm$ ហេតុនេះអេឡិចត្រុងមិនអាចថយល្បឿននៅពេលវាដាលឆ្លងកាត់សំណាកនេះទេ។ អេឡិចត្រុងប្រើក្នុងមីក្រូទស្សន៍ប្រភេទនេះត្រូវបានបន្សាយចេញពីកាតូតដែលក្តៅហើយត្រូវបានពន្លឿនដោយប្រើផលសងប៉ូតង់ស្យែលចាប់ពី $40 - 400\ kV$ ។ បន្ទាប់មកត្រូវបានដាលឆ្លងកាត់ឡង់ទីដែលមានម៉ាសមាឌធំហើយប្រើដែនម៉ាញេទិចដើម្បីបង្រួមបាច់អេឡិចត្រុងឱ្យដាលតាមគន្លងស្របៗគ្នា មុនពេលវាដាលឆ្លងកាត់សំណាក។ បន្ទាប់មកវាដាលឆ្លងកាត់ឡង់ទីម៉ាញេទិចពីរផ្សេងទៀត៖ ឡង់ទីខាងវត្ថុបង្កើតរូបភាពមធ្យមនៃសំណាក ចំណែកឯឡង់ទីបញ្ចាំងសម្រាប់បង្កើតរូបភាពពិតចុងក្រោយនៃរូបភាពមធ្យម។ ឡង់ទីវត្ថុនិងឡង់ទីបញ្ចាំងដើរតួជាឡង់ទីខាងវត្ថុ និងឡង់ទីខាងភ្នែកដូចប្រព័ន្ធឡង់ទីក្នុងមីក្រូទស្សន៍អុបទិចដែរ។ រូបភាពចុងក្រោយត្រូវបានបញ្ចាំងទៅលើអេក្រង់ភ្លុយអរេសង់សម្រាប់មើលឃើញឬបង្កើតបានជារូបភាព។ ឧបករណ៍ទាំងអស់រួមទាំងសំណាកផងត្រូវដាក់ក្នុងប្រអប់សុញ្ញាកាស បើមិនដូច្នោះទេ អេឡិចត្រុងនឹងរងលំងាកដោយទង្គិចជាមួយម៉ូលេគុលខ្យល់ ហើយគេនឹងទទួលបានរូបភាពមិនច្បាស់។ យើងអាចចំណាំថាកាលណាជំហានរលកអេឡិចត្រុង $0.01nm$នោះកម្រិតមើលឃើញ និងញែកវត្ថុតូចៗ(resolution)ប្រហែល $0.01nm$ដែរ។ តាមពិតមិនដែលមានកម្រិតល្អជាង $0.1nm$ នោះទេ ដោយសារប្រវែងកំណុំរបស់ឡង់ទីម៉ាញេទិចអាស្រ័យទៅនឹងល្បឿននៃអេឡិចត្រុង ហើយល្បឿននេះមិនមានតម្លៃដូចគ្នាគ្រប់អេឡិចត្រុងដែលនៅក្នុងបាច់ជាមួយគ្នានោះទេ។



រូបទី១.៤៖ រូបតំណាងមីក្រូទស្សន៍ឆ្លង

មីក្រូទស្សន៍អេឡិចត្រុងស្កេន (Scanning electron microscope)

មានមីក្រូទស្សន៍សំខាន់មួយទៀតគឺ មីក្រូទស្សន៍អេឡិចត្រុងស្កេន៖ បាច់អេឡិចត្រុងត្រូវបានបង្រួមដូចបន្ទាត់តែមួយហើយស្កេនឆ្លងកាត់សំណាក។ បាច់នេះបានធ្វើឱ្យអេឡិចត្រុងក្នុងសំណាកខ្ទាតចេញនៅត្រង់កន្លែងដែលវាទៅប៉ះ។ អេឡិចត្រុងដែលដាច់ចេញទាំងនោះត្រូវបានប្រមូលដោយអាណូតដែលមានប៉ូតង់ស្យែលធំប្រហែល $300V$ ធៀបនឹងសំណាក។ ចរន្តនៃអេឡិចត្រុងដាច់ចេញផ្លាស់ទីទៅតាមអាណូតហើយប្រែប្រួលនៅពេលបាច់អេឡិចត្រុងចាប់ផ្តើមស្កេនអូសលើសំណាកពីកន្លែងមួយទៅកន្លែងមួយទៀត។ តម្លៃចរន្តផ្សេងៗគ្នានេះបង្កើតបានជា (ផែនទី)នៃផ្ទៃខាងក្នុងសំណាក ហើយផែនទីនេះត្រូវបានពង្រីកជារូបភាពចុងក្រោយនៃសំណាក។ មីក្រូទស្សន៍ប្រភេទនេះ មានសារៈប្រយោជន៍ជាច្រើន។ សំណាកអាចក្រាស់ដោយសារបាច់អេឡិចត្រុងមិនត្រូវការជាលឆ្លងកាត់សំណាកទាំងស្រុងឡើយ។ ម្យ៉ាងវិញទៀត ការបង្កើតឱ្យមានអេឡិចត្រុងដាច់ចេញគឺអាស្រ័យទៅលើមុំដែលបាច់អេឡិចត្រុងចាំងប៉ះលើផ្ទៃ។ លើសពីនេះទៅទៀត រូបភាពដែលផ្តល់ដោយមីក្រូទស្សន៍អេឡិចត្រុងស្កេន មានលក្ខណៈ៣ទិសជាងមីក្រូទស្សន៍អុបទិច។ ចំណែកឯរេស៊ូលុយស្យុងរបស់វាប្រហែល $10nm$ មិនល្អដូចមីក្រូទស្សន៍ឆ្លងទេ ប៉ុន្តែនៅតែល្អប្រសើរជាងមីក្រូទស្សន៍អុបទិច។



រូបទី១.៥.នេះជារូបភាពដែលបានមកពីមីក្រូទស្សន៍អេឡិចត្រុងស្កេន ដែលបង្ហាញពីបាក់តេរីអ៊ីកូឡាយ(Escherichia coli)ដែលត្រូវបានធំធាត់នៅក្នុងរន្ធតូចៗនៃស្លឹកស្ពៃក្តោប(ពណ៌ក្នុងរូបភាពជាពណ៌មិនពិត)។

រូបទី១.៥.នេះជារូបភាពដែលបានមកពីមីក្រូទស្សន៍អេឡិចត្រុងស្កេន ដែលបង្ហាញពីបាក់តេរីអ៊ីកូឡាយ(Escherichia coli)ដែលត្រូវបានធំធាត់នៅក្នុងរន្ធតូចៗនៃស្លឹកស្ពៃក្តោប(ពណ៌ក្នុងរូបភាពជាពណ៌មិនពិត)។ បើសិនយើងមិនបានលាងបន្លែនេះស្អាតមុនហូបទេ វាអាចបង្កហានិភ័យដល់សុខភាពមនុស្ស។ ហើយបាក់តេរីនេះត្រូវបានថតឃើញដោយប្រើមីក្រូទស្សន៍អេឡិចត្រុងស្កេន។

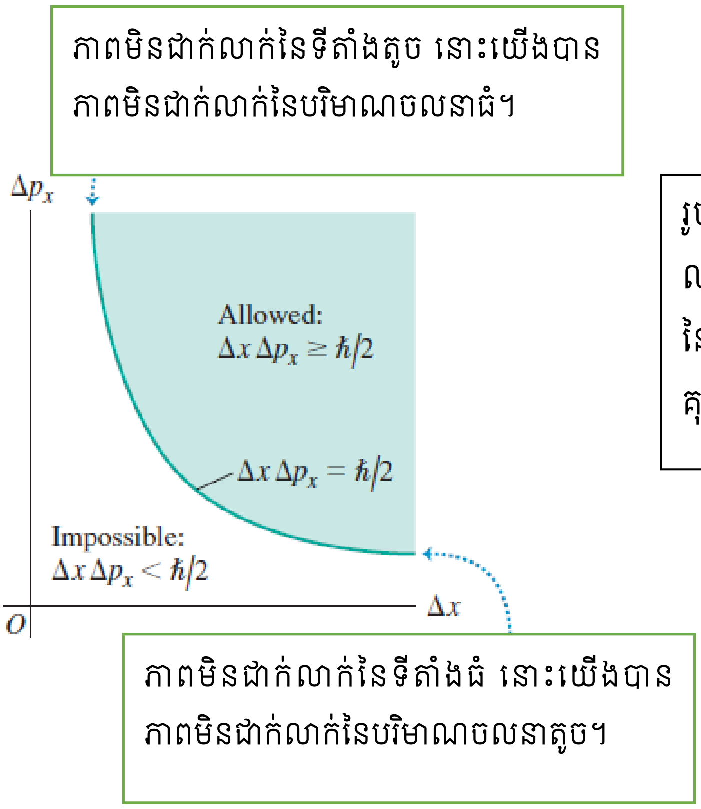
១.៣. គោលការណ៍នៃភាពមិនជាក់លាក់ហាយស៊ិនប៊ឺគ(Heisenberg uncertainty)

របកគំហើញពីធម្មជាតិគូ(រលក-ភាគល្អិត)នៃរូបធាតុបានជំរុញអ្នកវិទ្យាសាស្ត្រក្នុងការពិនិត្យឡើងវិញនូវពាក្យស៊ីនេម៉ាញេទិចៈទីតាំង និងចលនារបស់ភាគល្អិត។ ក្នុងរូបវិទ្យាបុរាណ(ញូតុន) គេចាត់ទុកភាគល្អិតជាចំនុចតូចមួយ។ គេអាចរៀបរាប់ពីទីតាំងរបស់ភាគល្អិតនោះតាមបីវិមាត្រក្នុងលំហ(x, y, z) និងធាតុទាំងបីរបស់ល្បឿនតាមអ័ក្សនីមួយៗ(v_x, v_y, v_z)។ ប៉ុន្តែដោយសារភាគល្អិតមានលក្ខណៈជារលក ហើយគេសង្កេតមើលវាក្នុងមាត្រដ្ឋានយ៉ាងតូចគ្រប់គ្រាន់មួយដែលមានទំហំប្រហែលជំហានរលកឌឺប្រូគ្លី(de Broglie)នៃភាគល្អិតគឺយើងឈប់ប្រើទ្រឹស្តីញូតុន(Newton)ទៀតហើយ។ ពិតណាស់ដែលភាគល្អិតក្នុងទ្រឹស្តីញូតុន មិនអាចកើតមានឌីប្រាក់ស្យុង ដូចអេឡិចត្រុងនោះទេ។ ជាទូទៅភាពមិនជាក់លាក់នៃទំហំមួយជាធម្មតាត្រូវបានរៀបរាប់ភ្ជាប់ទៅនឹងស្ថិតិដែលមានគម្លាតស្តង់ដា (standard deviation) សម្រាប់វាស់គម្លាតរវាងពង្រាយទិន្នន័យលេខណាមួយធៀបទៅនឹងតម្លៃមធ្យមរបស់វា។ បើសិនកូអរដោនេ x មានកម្រិតមិនជាក់លាក់ Δx ហើយវាមានបរិមាណចលនា p_x ដែលមានភាពមិនជាក់លាក់ Δp_x នោះភាពមិនជាក់លាក់នៃគម្លាតស្តង់ដាត្រូវមានទំនាក់ទំនងគ្នាតាមវិសមីការខាងក្រោម៖

គេបាន $\Delta x\, \Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2}$ (ភាពមិនជាក់លាក់Heisenberg សម្រាប់ទីតាំង និងបរិមាណចលនា)

ដែល $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1.054571628(53) \times 10^{-34} J.s$

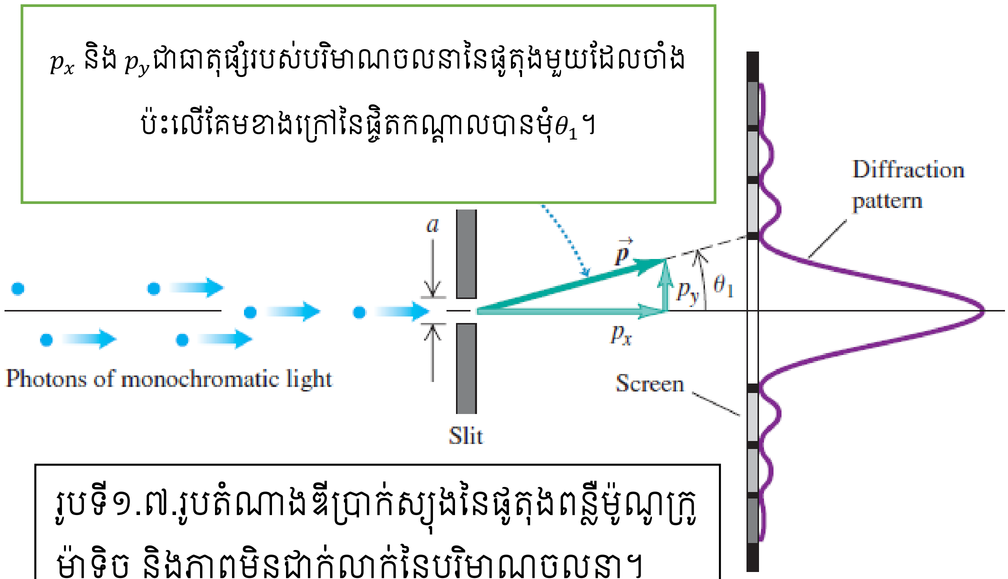
រូបមន្ត $\Delta x\, \Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2}$ រកឃើញដោយអ្នករូបវិទ្យាជនជាតិអាល្លឺម៉ង់វែន័រ ហាយស៊ិនប៊ឺគ(Werner Heisenberg)(1901-1976)។ គាត់បង្ហាញថា គេមិនអាចកំណត់ទីតាំង និងបរិមាណចលនាឱ្យបានជាក់លាក់ក្នុងពេលតែមួយនោះទេ(មិនដូចក្នុងករណីរូបវិទ្យាបុរាណបានទេ)។ តាមពិតភាពមិនជាក់លាក់ក្នុងទំហំទាំងពីរនេះដើរតួបំពេញគ្នាទៅវិញទៅមក(បង្ហាញក្នុងរូបខាងក្រោម)។



រូបទី១.៦.តាមគោលការណ៍មិនជាក់លាក់ហាយស៊ិនបឺគសម្រាប់ជាតុផ្សំនៃទីតាំង និងបរិមាណចលនា។ ផលគុណ$\Delta x \Delta p_x$មិនអាចតូចជាង$\frac{\hbar}{2} = \frac{h}{4\pi}$

ភាពមិនជាក់លាក់ $\Delta x\, \Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2}$ មានន័យថា បើភាពមិនជាក់លាក់ Δx កាន់តែតូច នោះគេបានភាពមិនជាក់លាក់ Δp_xកាន់តែធំ។ ហើយគេមិនអាចសរសេរ$\Delta x\, \Delta p_x < \frac{\hbar}{2}$ បានទេ។ គោលការណ៍អាចអនុវត្តបានលើលក្ខណៈរលកនៃផូតុងផង និងភាគល្អិតដែលមានលក្ខណៈជារលកផង។ ទោះបីគេប្រើឧបករណ៍យ៉ាងទំនើបដើម្បីវាស់ទីតាំង និងបរិមាណចលនាយ៉ាងសុក្រិតក៏ដោយ ក៏គេនៅតែមិនអាចធ្វើទៅបាន។ ដើម្បីចាប់បានសញ្ញារបស់ភាគល្អិតមួយ ទាល់តែមានអន្តរកម្មជាមួយវា ហើយអន្តរកម្មនេះត្រូវតែដូរភាពនៃចលនារបស់ភាគល្អិតនោះ ពេលនោះយើងនឹងបង្កើតបានការប្រែប្រួលមួយ(ភាពមិនជាក់លាក់)ធៀបនឹងស្ថានភាពដើម។

ឧទាហរណ៍៖ យើងអាចស្រមៃថា បើយើងដាក់អេឡិចត្រុងមួយនៅត្រង់ទីតាំងណាមួយជាក់លាក់ត្រង់ចំនុចកណ្តាលរង្វះមួយ(slit)(ដូចរូបខាងក្រោម)។ ហើយបើសិនផូតុងមួយជាលចូលរង្វះត្រង់ចំនុចកណ្តាលនោះ យើងនឹងសង្កេតឃើញអេឡិចត្រុងខ្ចាតឬមានលំងាក។ ហើយយើងក៏អាចដឹងថា ផូតុងជាលចាំងប៉ះត្រង់ចំនុចកណ្តាលក្នុងរង្វះ នោះយើងនឹងកំណត់បានយ៉ាងច្បាស់ពីកូអរដោនេ xរបស់ផូតុង។ ម្យ៉ាងទៀតទង្គិចរវាងផូតុងនិងអេឡិចត្រុងអាចធ្វើឱ្យបរិមាណចលនារបស់ផូតុងដូរ ដែលបានផ្តល់ឱ្យយើងពីភាពមិនជាក់លាក់នៃបរិមាណចលនាកាន់តែធំ។ យោងលើពិសោធន៍ដែលល្អ បានបង្ហាញថាភាពមិនជាក់លាក់ខាងលើគឺជាភាពមិនជាក់លាក់គ្រឹះ ហើយទាក់ទងនឹងផ្នែកខាងក្នុងនៃអន្តរកម្មតែម្តង (intrinsic)។ មិនមានវិធី(ខាងក្រៅ)ផ្សេងណាមួយអាចមានឥទ្ធិពលលើវាបានទេ ទោះបីគេបង្កើតឧបករណ៍ទំនើបសម្រាប់វាស់វាក៏ដោយ។



រូបទី១.៧.រូបតំណាងឌីប្រាក់ស្យុងនៃផូតុងពន្លឺម៉ូណូក្រូម៉ាទិច និងភាពមិនជាក់លាក់នៃបរិមាណចលនា។

សម្រាប់កូអរដោនេបីវិមាត្រ គេបានភាពមិនជាក់លាក់៖ $\Delta x\,\Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2}, \Delta y\,\Delta p_y \geq \frac{\hbar}{2}, \Delta z\,\Delta p_z \geq \frac{\hbar}{2}$

ចំណាំ៖ ភាពមិនជាក់លាក់នៃកូអរដោនេមួយ មិនមានទំនាក់ទំនងដោយផ្ទាល់ជាមួយធាតុនៃបរិមាណចលនាក្នុងកូអរដោនេមួយផ្សេងទៀតឡើយ។ឧ. គេមិនអាចសរសេរ $\Delta x\,\Delta p_y \geq \frac{\hbar}{2}$

រលកនិងភាពមិនជាក់លាក់

នេះជាវិធីមួយទៀតក្នុងការសិក្សាពីភាពមិនជាក់លាក់Heisenberg ដោយផ្ដោតលើលក្ខណៈរលក។ ឧបមាយើងមានរលកអេឡិចត្រូម៉ាញេទិចស៊ីនុយសូអ៊ីតដាលតាមទិសដៅវិជ្ជមានរបស់អ័ក្សx ដែលដែនអគ្គិសនីវេងនូវប៉ូលកម្មតាមអ័ក្សy។

បើរលកមានប្រេកង់fនិងជំហានរលក λ និងអំព្លីទុត A យើងអាចសរសេរអនុគមន៍រលក ៖

គេបាន $E_y(x,t) = A\sin(kx - \omega t), \quad k = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad \omega = 2\pi f,\ k = \frac{\omega}{c}$

តាមអនុគមន៍រលកខាងលើ យើងអាចគិតពីផូតុង ដែលមានជំហានរលកនិងប្រេកង់ជាក់លាក់មួយ។

គេបាន $p_x = \frac{h}{\lambda} = \frac{h}{2\pi} \times \frac{2\pi}{\lambda} = \hbar k$ (បរិមាណចលនារបស់ផូតុងជាអនុគមន៍នឹងចំនួនរលក)

ថាមពលផូតុង $E = hf = \frac{h}{2\pi} 2\pi f = \hbar\omega$ (ថាមពលផូតុងជាអនុគមន៍ទៅនឹងប្រេកង់មុំ)។

យកជំនួសក្នុងអនុគមន៍រលកខាងលើ គេបានអនុគមន៍រលកនៃផូតុងគឺ

គេបាន $E_y(x,t) = A\sin(kx - \omega t) = A\sin[(p_x x - Et)/\hbar]$

តាមទំនាក់ទំនងនេះ បរិមាណចលនាតាមអ័ក្ស xមិនមានតម្លៃកម្រិតល្អៀង(មិនមានភាពមិនជាក់លាក់) គេបាន $\Delta p_x = 0$។ តាមទំនាក់ទំនងភាពមិនជាក់លាក់Heisenberg ($\Delta x\, \Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2}$)

បើសិន $\Delta p_x = 0$ នោះភាពមិនជាក់លាក់ Δxគឺមានតម្លៃអានន្ត។

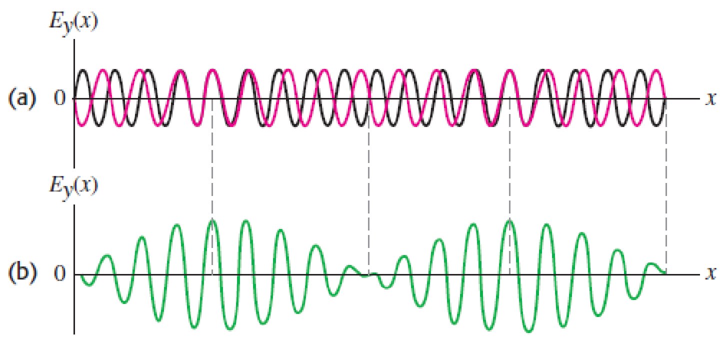
តាមពិតរលកដែលយើងរៀបរាប់ក្នុងសមីការខាងលើ បានដាលនៅតាមបណ្តោយអ័ក្សxទាំងស្រុង ហើយមានអំព្លីទុតថេរដូចៗគ្នាគ្រប់ទីកន្លែងទាំងអស់។ យើងអាចដឹងបរិមាណចលនារបស់ផូតុងយ៉ាងសុក្រិតបំផុត ប៉ុន្តែយើងមិនដឹងថាតើផូតុងស្ថិតនៅទីតាំងណាមួយឱ្យពិតប្រាកដ។ ក្នុងស្ថានភាពអនុវត្តជាក់ស្តែង យើងតែងតែមានគំនិតថាផូតុងស្ថិតនៅទីតាំងណាមួយពិតប្រាកដ។ ដើម្បីរៀបរាប់ពីទីតាំងរបស់វា គេត្រូវការតាងអនុគមន៍រលកដែលស្ថិតក្នុងលំហជាក់លាក់មួយ។ ដើម្បីបង្កើតទីតាំងមួយដោយប្រើគោលការណ៍តម្រួតនៃអនុគមន៍រលកពីរឬច្រើន។ ដើម្បីងាយស្រួលក្នុងការសិក្សា យើងសន្មតថារលកដាលតាមទិសដៅវិជ្ជមានរបស់អ័ក្សx។ យើងបូកអនុគមន៍រលកពីរដែលមានទម្រង់ដូចខាងលើ ប៉ុន្តែវាមានជំហានរលកនិងប្រេកង់ខុសគ្នាបន្តិចបន្តួច នោះគេបានបរិមាណចលនា និងថាមពលមានតម្លៃខុសគ្នាបន្តិចបន្តួចដែរ។

គេបាន $E_y(x,t) = A_1 sin[(p_{1x}x - E_1 t)/\hbar] + A_2 sin[(p_{2x}x - E_2 t)/\hbar]$

នៅខណៈ $t = 0$ តើអនុគមន៍រលកមានរាងយ៉ាងដូចម្តេច ?

គេបាន $E_y(x, t = 0) = A_1 sin[(p_{1x}x)/\hbar] + A_2 sin[(p_{2x}x)/\hbar]$

រូបទី១.៨(a)បង្ហាញពីរលកនីមួយៗនៅខណៈ $t = 0$ ដែល $A_2 = -A_1$ ។ ចំណែករូប *38.19b* តាងអនុគមន៍ រលកផ្តួប $E_y(x, t = 0) = A_1 sin[(p_{1x}x)/\hbar] + A_2 sin[(p_{2x}x)/\hbar]$។



រូបទី១.៨.(a)រលកស៊ីនុយសូអ៊ីតពីរដែលមានចំនួនរលកខុសគ្នាបន្តិចបន្តួចk នោះយើងបានតម្លៃបរិមាណចលនាខុសគ្នាបន្តិចបន្តួចដែរ$p_x = \hbar k_x$ ក្នុងខណៈពេលស្មើគ្នា។ (b)តម្រួតនៃរលកទាំងពីរមានបរិមាណចលនាស្មើនឹងតម្លៃមធ្យមនៃបរិមាណចលនារបស់រលកនីមួយៗ។ អំព្លីទុតប្រែប្រួល ហើយវាបានផ្តល់រលកផ្តួបនូវលក្ខណៈសរុបក្តោបរវាងរលកនីមួយៗដែលជាលក្ខណៈមិនមែនជាលក្ខណៈនៃរលកនីមួយៗនោះទេ។

រូបរាងរលកក្នុងរូបទី១.៨(b) ស្រដៀងនឹងរលកប៊ីត(beats)៖ នៅពេលរលកស៊ីនុយសូអ៊ីតពីរដែលមានប្រេកង់ខុសគ្នាបន្តិចបន្តួចត្រួតលើគ្នា នោះរលកផ្ទួបបង្ហាញពីបំរែបំរួលអំព្លីទុត(មិនបានបង្ហាញ)។ ដូចគ្នាដែរចំពោះផូតុងមួយដែលតាងដោយអនុគមន៍រលកមួយដែលមានទម្រង់ខាងក្រោម $E_y(x,t) = A_1 sin[(p_{1x}x - E_1t)/\hbar]+ \ A_2 sin[(p_{2x}x - E_2t)/\hbar]$ ត្រូវបានគេរកឃើញភាគច្រើនស្ថិតក្នុងតំបន់ដែលមានអំព្លីទុតធំជាងគេបង្អស់។ ហេតុនេះផូតុងត្រូវបានគេដឹងទីតាំងច្បាស់លាស់យ៉ាងជាក់លាក់។ ចំណែកឯបរិមាណចលនារបស់ផូតុងមិនមានតម្លៃច្បាស់លាស់ទេដោយសារយើងចាប់ផ្តើមដោយមានបរិមាណចលនាពីរផ្សេងគ្នា p_{1x}និង p_{2x}តាមអ័ក្សx។ ដូចនេះវាត្រឹមត្រូវតាមគោលការណ៍នៃភាពមិនជាក់លាក់ហាយស៊ិនប៊ឺគHeisenberg។

បើយើងបន្ថយសុក្រិតភាពលើទីតាំង នោះយើងបង្កើនសុក្រិតភាពលើបរិមាណចលនា។

ភាពមិនជាក់លាក់ក្នុងថាមពល

ការសិក្សាពីរលកផ្ទួបតែងតែបង្ហាញពីភាពមិនជាក់លាក់ដែលជាប់ទាក់ទងទៅនឹងថាមពលនិងពេលវេលា។ ហេតុអ្វីបានជាមានទំនាក់ទំនងគ្នា ចូរយើងស្រម៉ៃថា យើងវាស់អនុគមន៍រលកផ្ទួបដែលតាដោយសមីការ $E_y(x,t) = A_1 sin[(p_{1x}x - E_1t)/\hbar]+ A_2 sin[(p_{2x}x - E_2t)/\hbar]$

នៅត្រង់ទីតាំងណាមួយ $x \ = 0$។

គេបានអនុមន៍រលក

$$E_y(x=0,t) = A_1 sin[(-E_1t)/\hbar]+ A_2 sin[(-E_2t)/\hbar]= -A_1 \, sin\left[\frac{(E_1t)}{\hbar}\right] - A_2 sin[(E_2t)/\hbar]$$

នៅត្រង់ $x = 0$ យើងវាស់ពីបង្គុំនៃលំយោលដែនអគ្គិសនីពីរដែលមានប្រេកង់ខុសគ្នាបន្តិចបន្តួច៖ $\omega_1 = \frac{E_1}{\hbar}$ ហើយ $\omega_2 = \frac{E_2}{\hbar}$ នេះគឺជាបាតុភូតប៊ីត(Beats)៖ អំព្លីទុតនៃដែនផ្ទួបមានឡើងមានចុះ ហេតុនេះហើយផូតុងមួយត្រូវបានរៀបរាប់ដោយដែនអគ្គិសនីនេះត្រូវបានគេស្គាល់យ៉ាងច្បាស់(localized)ពីទីតាំងនិងពេល។ ដូច្នេះផូតុងមួយអាចត្រូវបានគេរកឃើញនៅខណៈពេលដែលអំព្លីទុតធំ។ ដូចនេះដើម្បីដឹងពេលវេលាច្បាស់លាស់របស់ផូតុង យើងមិនអាចកំណត់ថាមពលរបស់រលកបានច្បាស់លាស់ដោយសារថាមពលមានតម្លៃពីរផ្សេងគ្នា E_1, E_2។ ផ្ទុយទៅវិញ បើសិនផូតុងមួយត្រូវបានតាងដោយ $E_y(x,t) = Asin(kx - \omega t) = Asin[(p_x x - Et)/\hbar]$ ដែលមានតម្លៃថាមពលជាក់លាក់ហើយមានអំព្លីទុតថេរគ្រប់ពេល យើងមិនអាចកំនត់បានថា តើនៅខណៈពេលណាដែលផូតុងស្ថិតនៅត្រង់$x = 0$ (ដែនអគ្គិសនីជារលកស៊ីនុយសូអ៊ីត)។ ដូច្នេះបើយើងដឹងច្បាស់ពីថាមពលផូតុង នោះយើងមិនអាចដឹងច្បាស់ពីខណៈពេលដែលយើងសង្កេតឃើញផូតុងបានទេ។

តាមពិតទំនាក់ទំនង $E_y(x,t=0) = A_1 sin[(p_{1x}x)/\hbar]+ A_2 sin[(p_{2x}x)/\hbar]$

និង $E_y(x=0,t) = -A_1 \, sin\left[\frac{(E_1 t)}{\hbar}\right] - A_2 sin[(E_2 t)/\hbar]$ មានទម្រង់ដូចគ្នាគ្រាន់តែយើងមិនគិតពីសញ្ញាដោយជំនួយ p_{1x}ដោយថាមពល E_1 ហើយ xដោយពេល t។

ដូចនេះគេអាចជំនួសកម្រិតមិនជាក់លាក់ Δx ដោយΔt ហើយ Δp_xដោយ ΔE

គេបាន $\Delta t \times \Delta E \geq \frac{\hbar}{2}$ (ភាពមិនជាក់លាក់ហាយស៊ិនបឺគ Heisenberg)

ឧទាហរណ៍ទី៤៖ (សញ្ញាដាច់ៗរបស់ឡាស៊ែរដែលមានជំហានរលកខ្លី និងគោលការណ៍មិនជាក់លាក់)

ឡាស៊ែរជាច្រើនផ្សេងគ្នាបានបន្សាយពន្លឺក្រោមទម្រង់ជាពន្លឺដាច់ៗ (pulses) គឺមិនមែនបន្សាយជាបាច់ពន្លឺបន្តបន្ទាប់ជាប់ៗគ្នាថេរនោះទេ។ ឡាស៊ែរតេល័រ្យ៉ូមសាហ្វៀមួយ (tellurium-sapphire laser) អាចបង្កើតពន្លឺដែលមានជំហានរលក$\lambda = 800nm$ក្រោមទម្រង់ជាពន្លឺដាច់ៗដែលមានជំហានរលកយ៉ាងខ្លីដែលបញ្ចេញពន្លឺបានតែក្នុងរយៈពេល $4.00 \times 10^{-15}s$ប៉ុណ្ណោះ (ក្នុងកម្រិតហ្វាំតូវិនាទី fs)។ ថាមពលក្នុងមួយពន្លឺដាច់ៗ (single pulse) បង្កើតដោយឡាស៊ែរនេះគឺ$2.00\mu J = 2.00 \times 10^{-6} J$ ហើយពន្លឺដាច់ៗនេះបានផ្លាស់ទីតាមទិសដៅវិជ្ជមានរបស់អ័ក្សx។ ចូររក

(ក).ប្រេកង់របស់ពន្លឺ។

(ខ).ថាមពល និងភាពមិនជាក់លាក់អប្បបរមានៃថាមពលនៃផូតុងមួយក្នុងពន្លឺដាច់ៗទោលមួយ។

(គ).ភាពមិនជាក់លាក់អប្បបរមានៃប្រេកង់នៃពន្លឺក្នុងពន្លឺដាច់ៗទោលមួយ។

(ឃ).ប្រវែងដែលពន្លឺដាច់ៗផ្លាស់ទីគិតជាម៉ែត្រនិងជាពហុគុណនៃជំហានរលក។

(ង).បរិមាណចលនា និងភាពមិនជាក់លាក់អប្បបរមានៃបរិមាណចលនារបស់ផូតុងទោលមួយនៃពន្លឺដាច់ៗ។

(ច).តម្លៃប្រហែលនៃចំនួនផូតុងក្នុងពន្លឺដាច់ៗ។

ដំណោះស្រាយ

ក.ការកំណត់អត្តសញ្ញាណ និងប្លង់ដោះស្រាយ៖ យើងចាំបាច់ត្រូវញែកឱ្យបានច្បាស់រវាងពន្លឺដាច់ៗនីមួយៗ (ដែលមានចំនួនផូតុងយ៉ាងច្រើន) និងផូតុងនីមួយៗក្នុងពន្លឺដាច់ៗនេះ។ ពន្លឺដាច់ៗដែលមានរយៈពេល (4.00fs) តំណាងឱ្យពេលវេលាដែលវាត្រូវចំណាយពេលបន្សាយចេញពីឡាស៊ែរ ហើយរយៈពេលនេះក៏ជាភាពមិនជាក់លាក់នៃពេលដែលផូតុងនីមួយៗក្នុងបាច់ពន្លឺដាច់ៗដោយសារយើងមិនដឹងច្បាស់លាស់ថាកំឡុងពេលបន្សាយបាច់ពន្លឺដាច់ៗនោះ តើពេលណាផូតុងត្រូវបានបន្សាយចេញ។ ស្រដៀងគ្នាដែរភាពមិនជាក់លាក់នៃទីតាំងរបស់ផូតុងមួយគឺជាប្រវែងដែលពន្លឺដាច់ៗ

ផ្លាស់ទី ដោយសារផូតុងមួយអាចត្រូវបានគេរកឃើញនៅត្រង់ទីតាំងណាមួយនៅក្នុងបាច់ពន្លឺដាច់ៗ នោះ។ ដើម្បីរកអញ្ញាតិដែលគេសួររក យើងត្រូវប្រើទំនាក់ទំនងរវាងថាមពលផូតុងនិងបរិមាណចលនា ព្រមទាំងគោលការណ៍ មិនដាក់លាក់ទាំងពីររបស់ហាយស៊ិនបឺគ។

ការគណនា៖ (ក).ប្រេកង់របស់ពន្លឺ។

តាមរូបមន្ត $c = \lambda f$ យើងបានប្រេកង់ $f = \frac{c}{\lambda} = \frac{3.00\times10^{8}}{8.00\times10^{-7}} = 3.75 \times 10^{14}\mathrm{Hz}$

(ខ).ថាមពល និងភាពមិនដាក់លាក់អប្បបរមានៃថាមពលនៃផូតុងមួយក្នុងពន្លឺដាច់ៗទោលមួយ។

តាមរូបមន្ត $E = hf = (6.626 \times 10^{-34})(3.75 \times 10^{14}) = 2.48 \times 10^{-19}\ \mathrm{J}$

តាមបំរាប់ ភាពមិនដាក់លាក់នៃពេលគឺ$\Delta t = 4.00 \times 10^{-15}s$

តាមគោលការណ៍នៃភាពមិនដាក់លាក់ហាយស៊ិនបឺគ $\Delta t\, \Delta E \geq \frac{\hbar}{2}$

យើងបានតម្លៃផលគុណអប្បបរមាគឺ $\Delta t\, \Delta E = \frac{\hbar}{2}$

យើងបាន $\Delta E = \frac{\hbar}{2\Delta t} = \frac{1.055\times10^{-34}}{2\times4.00\times10^{-15}} = 1.32 \times 10^{-20}\mathrm{J}$

តម្លៃនេះប្រហែល5.3%នៃថាមពលរបស់ផូតុង $E = 2.48 \times 10^{-19}\ \mathrm{J}$។ ដូច្នេះថាមពលរបស់ផូតុងមួយមានភាពមិនដាក់លាក់ថាមពលយ៉ាងហោចណាស់5.3%។ ភាពមិនដាក់លាក់នេះអាចកើនឡើងដោយអាស្រ័យទៅនឹងរាងរបស់បាច់ពន្លឺដាច់ៗ។

(គ).ភាពមិនដាក់លាក់អប្បបរមានៃប្រេកង់នៃពន្លឺក្នុងពន្លឺដាច់ៗទោលមួយ។

តាមរូបមន្ត $f = \frac{E}{h}$

យើងបានភាពមិនដាក់លាក់អប្បបរមានៃប្រេកង់គឺ $\Delta f = \frac{\Delta E}{h} = \frac{1.32\times10^{-20}\mathrm{J}}{6.626\times10^{-34}J.s} = 1.99 \times 10^{13}\mathrm{Hz}$

តម្លៃនេះប្រហែល5.3%នៃប្រេកង់របស់ផូតុង $f = 3.75 \times 10^{14}\mathrm{Hz}$

ហេតុនេះបាច់ពន្លឺដាច់ៗដែលមានជំហានរលកខ្លីនេះមិនមានប្រេកង់ច្បាស់លាស់ ហើយប្រេកង់មធ្យមនៃផូតុងទាំងអស់របស់ពន្លឺដាច់ៗនេះគឺ$3.75 \times 10^{14}\mathrm{Hz}$ ចំណែកឯប្រេកង់របស់ផូតុងនីមួយៗអាចមានភាពមិនដាក់លាក់ក្នុងកម្រិត5.3%ធំជាងនិង5.3%តូចជាងប្រេកង់ $f = 3.75 \times 10^{14}\mathrm{Hz}$។

(ឃ).ប្រវែងដែលពន្លឺដាច់ៗផ្លាស់ទី(Δx)គិតជាម៉ែត្រនិងជាពហុគុណនៃជំហានរលក។

ប្រវែងដែលពន្លឺដាច់ៗផ្លាស់ទី(Δx)គឺជាចម្ងាយដែលមុខរលកនៃបាច់ពន្លឺដាច់ៗផ្លាស់ទីក្នុងរយៈពេល

គឺ $\Delta t = 4.00 \times 10^{-15}s$ ជារយៈពេលដែលបាច់ពន្លឺដាច់ៗបន្សាយចេញពីឡាស៊ែរ។

យើងបាន $\Delta x = c.\Delta t = 3.00 \times \frac{10^8 m}{s} \times 4.00 \times 10^{-15} s = 1.20 \times 10^{-6} m$

ប្រវែងដែលពន្លឺដាច់ៗផ្លាស់ទី(Δx)គិតជាពហុគុណនៃជំហានរលក។

យើងបាន $\Delta x = \frac{1.20 \times 10^{-6} m}{8.00 \times m/\text{ជំហានរលក}} = 1.50 \times \lambda$

លទ្ធផលនេះបង្ហាញពីភាពត្រឹមត្រូវនៃពាក្យជំហានរលកខ្លី(ultrashort) មានន័យថាបាច់ពន្លឺដាច់ៗមួយ ទៅបាច់ពន្លឺដាច់ៗមួយទៀតផ្លាស់ទីបានប្រវែងតូចជាង២ដងនៃប្រវែងជំហានរលក។

(ង).បរិមាណចលនា និងភាពមិនដាក់លាក់អប្បបរមានៃបរិមាណចលនារបស់ផូតុងទោលមួយនៃពន្លឺដាច់ៗ។

បរិមាណចលនានៃផូតុងមធ្យមនៃបាច់ពន្លឺដាច់ៗមួយគឺ

យើងបាន $p_x = \frac{E}{c} = \frac{2.48 \times 10^{-19}\,\text{J}}{3.00 \times 10^8 m/s} = 8.28 \times 10^{-28} kg.m/s$

យើងបានភាពមិនដាក់លាក់នៃទីតាំងគឺ $\Delta x = 1.20 \times 10^{-6} m$

តាមរូបមន្តភាពមិនដាក់លាក់ហាយស៊ិនបឺគ $\Delta x.\Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2}$

ភាពមិនដាក់លាក់អប្បបរមានៃបរិមាណចលនារបស់ផូតុងគឺ $\Delta x.\Delta p_x = \frac{\hbar}{2}$

យើងបាន $\Delta p_x = \frac{\hbar}{2\Delta x} = \frac{1.055 \times 10^{-34}}{2 \times 1.20 \times 10^{-6} m} = 4.40 \times 10^{-29} kg.m/s$

តម្លៃនេះប្រហែល5.3%នៃបរិមាណចលនាមធ្យមរបស់ផូតុងp_x។ ផូតុងនីមួយៗក្នុងបាច់ពន្លឺដាច់ៗអាចមានបរិមាណចលនាដែលមានតម្លៃក្នុងកម្រិត 5.3%ខ្ពស់ជាងតម្លៃបរិមាណចលនាមធ្យម និងក្នុងកម្រិត5.3% ទាបជាងតម្លៃបរិមាណចលនាមធ្យម $p_x = 8.28 \times 10^{-28} kg.m/s$។

(ច).តម្លៃប្រហែលនៃចំនួនផូតុងក្នុងពន្លឺដាច់ៗ។

ដើម្បីប៉ាន់ស្មានពីចំនួនផូតុងក្នុងបាច់ពន្លឺដាច់ៗ យើងត្រូវយកថាមពលសរុបនៃបាច់ពន្លឺដាច់ៗចែកនឹងថាមពលមធ្យមនៃផូតុងនីមួយៗគឺ$\frac{2.00 \times 10^{-6}\text{J}}{2.48 \times 10^{-19}\text{J}} = 8.06 \times 10^{12} photons/pulse$

ដោយសារថាមពលរបស់ផូតុងនីមួយៗមិនដាក់លាក់ ដូច្នេះចំនួននេះក៏មិនដាក់លាក់ដែរគឺវាជាចំនួនមធ្យមផូតុងមធ្យមក្នុងបាច់ពន្លឺដាច់ៗនីមួយៗប៉ុណ្ណោះ។

វាយតម្លៃលើលទ្ធផល៖

ភាពមិនដាក់លាក់គិតជាភាគរយនៃថាមពលនិងបរិមាណចលនាមានតម្លៃធំ ដោយសារតែបាច់ពន្លឺដាច់ៗនៃឡាស៊ែរនេះមានរយៈពេលយ៉ាងខ្លី។ បើសិនបាច់ពន្លឺដាច់ៗនេះមានរយៈពេលវែងនោះយើងបាន

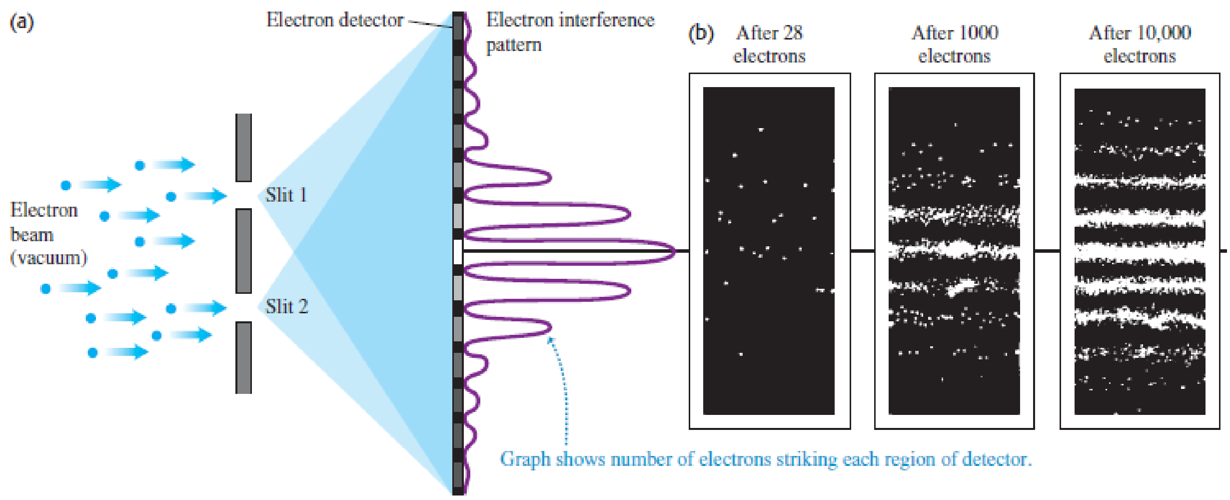
តម្លៃΔt និង Δx នឹងមានតម្លៃធំហើយភាពមិនជាក់លាក់នៃតម្លៃថាមពល និងបរិមាណចលនាមានកម្រិតតូចជាងមុនវិញ។

ការគណនារបស់យើងនៅត្រង់សំណួរ(ច)បានបង្ហាញពីភាពខុសគ្នាយ៉ាងខ្លាំងរវាងផូតុងនិងប្រភេទភាគល្អិតផ្សេងទៀត។ ជាគោលការណ៍ យើងត្រូវតែអាចគណនាចំនួនពិតប្រាកដនៃអេឡិចត្រុង ប្រូតុង និងណឺត្រុងក្នុងវត្ថុមួយបាន។ បើយើងរាប់ចំនួននេះដដែលៗច្រើនដង ហើយយើងទទួលបានចំនួននោះដូចគ្នាដដែលដូចចំនួនដែលយើងបានរាប់នៅលើកដំបូងហៅថាភាពជាក់លាក់នៃចំនួន។ ផ្ទុយទៅវិញបើយើងរាប់ចំនួនផូតុងដែលបន្សាយចេញពីបាច់ពន្លឺដាច់ៗមួយរបស់ឡាស៊ែរមួយ យើងប្រាកដជាមិនអាចទទួលបានចំនួនដដែលដូចគ្នានោះទេក្នុងពេលរាប់នីមួយៗ។ ភាពមិនជាក់លាក់នៃថាមពលរបស់ផូតុង មានន័យថាការរាប់ចំនួនផូតុងនៅពេលនីមួយៗ(លើកទី១ លើកទី២...)នោះនឹងទទួលបានចំនួនផូតុងផ្សេងៗគ្នាហើយផលបូកថាមពលនីមួយៗរបស់វានឹងបានថាមពលសរុប2.00×10^{-6}J ។ លទ្ធផលនេះជារឿងចម្លែកមួយទៀតក្នុងចំណោមលក្ខណៈរបស់ផូតុង។

ត្រួតពិនិត្យការយល់ដឹង៖ ចូរជ្រើសរើសចម្លើយដែលត្រឹមត្រូវ៖

តើមុំណាមួយដែលផូតុងមួយដែលមានជំហានរលក(λ)ដែលងាយនឹងវង្វេងលំងាកជាងគេបំផុត ក្រោយពេលផូតុងឆ្លងកាត់រង្វះមួយដែលមានទទឹង(a)?ដោយសន្មតថាជំហាន(λ)រលកតូចជាង(a)ខ្លាំង ($\lambda \ll a$)។

ក.$\theta = \frac{\lambda}{a}$ ខ. $\theta = \frac{3\lambda}{2a}$ គ. $\theta = \frac{2\lambda}{a}$ ឃ. $\theta = \frac{3\lambda}{a}$ ង.មិនមានពត៌មានគ្រប់គ្រាន់ដើម្បីសម្រេចចិត្ត។



រូបទី១.៩.(a)ពិសោធន៍អាំងទែរផេរ៉ង់អេឡិចត្រុងនៃរង្វះពីរ។(b)រូបភាពអាំងទែរផេរ៉ង់ដោយប្រើចំនួនអេឡិចត្រុងផ្សេងៗគ្នាគឺ 281000 និង10000អេឡិចត្រុង។

រូបទី១.៩ខាងលើបង្ហាញពីភាគល្អិតរបស់ញូត្រុនមិនអាចបង្កើតឌីប្រាក់ស្យុងដូចអេឡិចត្រុង(អាំងទែរផេរ៉ង់រង្វះពីរ)។ យើងឱ្យបាច់អេឡិចត្រុងជាលឆ្លងកាត់រង្វះពីរ ដូចក្នុងករណីពន្លឺដែរ។

ចំពោះអេឡិចត្រុងគេធ្វើពិសោធន៍អាំងទែរផេរ៉ង់ក្នុងប្រអប់សុញ្ញាកាសដើម្បីចៀសវាងទង្គិចរវាងអេឡិចត្រុងនិងម៉ូលេគុលខ្យល់។ ជាលទ្ធផលគេទទួលបានរូបគំរូអាំងទែរផេរ៉ង់នៅលើអេក្រង់ដូចករណីពន្លឺដែរ។ លើសពីនេះទៅទៀត បើតាមគោលការណ៍បំពេញគ្នា(complementarity)៖ គេមិនអាចអនុវត្តគំរូរលក និងគំរូភាគល្អិតក្នុងពេលជាមួយគ្នាបានទេចំពោះធាតុតែមួយឬភាគល្អិតតែមួយ(single element)បានទេក្នុងពិសោធន៍នេះ។ ហេតុនេះគេមិនអាចព្យាករណ៍ឱ្យប្រាកដថា តើអេឡិចត្រុង(ភាគល្អិត)នីមួយៗនឹងស្ថិតនៅកន្លែងណាក្នុងគំរូមួយនៃបាតុភូតរលក។ បើយើងព្យាយាមពិនិត្យមើលថាតើអេឡិចត្រុងមួយនឹងទៅកន្លែងណា គឺយើងត្រូវបញ្ចាំងពន្លឺលើវា នោះតាមរយៈផូតុងលំងាក គេបានអេឡិចត្រុងរងការខ្ទាតថយក្រោយដែលឈានដល់ការប្រែប្រួលចលនារបស់ភាគល្អិត(អេឡិចត្រុង)។ ដូច្នេះគំរូអាំងទែរផេរ៉ង់នឹងមិនអាចកើតមានឡើយ។

ការប្រុងប្រយ័ត្ន៖(អាំងទែរផេរ៉ង់អេឡិចត្រុងដែលជាលឆ្លងកាត់រង្វះពីរគឺមិនមែនជាអាំងទែរផេរ៉ង់កើតពីអេឡិចត្រុងចំនួនពីរនោះទេ ទោះបីអេឡិចត្រុងតែ១ក៏អាចបង្កើតអាំងទែរផេរ៉ង់បានដែរ)

គន្លងមកមានការភាន់ច្រឡំដែលថាគំរូរូបអាំងទែរផេរ៉ង់ដូចក្នុងរូបទី១.៩(b)គឺអាស្រ័យទៅនឹងអាំងទែរផេរ៉ង់រវាងរលកនៃអេឡិចត្រុងពីរ ដែលរលកនីមួយៗតំណាងឱ្យអេឡិចត្រុងមួយដែលផ្លាស់ទីឆ្លងកាត់រង្វះមួយ។ ដើម្បីបង្ហាញថានេះមិនមែនជាករណីបែបនេះទេ យើងអាចបាញ់អេឡិចត្រុងម្ដងមួយៗឆ្លងកាត់ឧបករណ៍ពិសោធន៍។ វាមិនមានអ្វីខុសគ្នាទាល់តែសោះ នៅចុងបញ្ចប់យើងទទួលបានគំរូរូបអាំងទែរផេរ៉ង់ដូចគ្នាទោះបីយើងបាញ់អេឡិចត្រុងតែមួយក៏ដោយ។ ក្នុងន័យនេះរលកអេឡិចត្រុងនីមួយៗបង្កើតអាំងទែរផេរ៉ង់ជាមួយរលកគ្នាឯង។

គោលការណ៍នៃភាពមិនជាក់លាក់ហាយស៊ិនបឺគសម្រាប់រូបធាតុ

ដូចក្នុងករណីអេឡិចត្រុងដែរ ផូតុងបានបង្ហាញពីលក្ខណៈដូចគ្នានៃពិសោធន៍អាំងទែរផេរ៉ង់ដែលកើតពីរង្វះពីរ ហើយអេឡិចត្រុងនិងទម្រង់ផ្សេងទៀតនៃរូបធាតុគោរពគោលការណ៍នៃភាពមិនជាក់លាក់ហាយស៊ិនបឺគ(Heisenberg uncertainty)ដូចករណីផូតុងដែរ។

គេបាន $\Delta x\, \Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2}$

ឬ $\Delta y\, \Delta p_y \geq \frac{\hbar}{2}$

ឬ $\Delta z\, \Delta p_z \geq \frac{\hbar}{2}$

ឬ $\Delta t \times \Delta E \geq \frac{\hbar}{2}$ (ភាពមិនជាក់លាក់Heisenberg រវាងថាមពល និងចន្លោះពេល)

ឧទាហរណ៍ទី៥៖ (គោលការណ៍មិនដាក់លាក់រវាងទីតាំងនិងបរិមាណចលនា)

អេឡិចត្រុងមួយត្រូវបានគេឃុំនៅក្នុងតំបន់មួយដែលមានប្រវែងទទឹង$5.000 \times 10^{-11}m$(ស្ទើរតើស្មើនឹងប្រវែងកាំរបស់ប៊ូរ)។ ក.ប៉ាន់ស្មានពីតម្លៃមិនដាក់លាក់នៃបរិមាណចលនារបស់អេឡិចត្រុងតាមអ័ក្សx។ ខ.ចូររកថាមពលស៊ីនេទិចរបស់អេឡិចត្រុងមួយដែលមានបរិមាណចលនាស្មើនឹងតម្លៃក្នុងសំណួរ(ក)។

ចូររកខ្នាតថាមពលនេះជាស៊ូល និងអេឡិចត្រុងវ៉ុល។

ដំណោះស្រាយ

ការកំណត់អត្តសញ្ញាណនិងការរៀបចំបង្ហោះស្រាយ៖លំហាត់ប្រភេទនេះយើងត្រូវប្រើគោលការណ៍ភាពមិនដាក់លាក់ហាយស៊ិនបឺគសម្រាប់ទីតាំងនិងបរិមាណចលនានិងថាមពលស៊ីនេទិចរបស់វា។

អេឡិចត្រុងអាចស្ថិតនៅកន្លែងណាមួយក្នុងតំបន់នេះ៖

ហេតុនេះយើងកំណត់យក$\Delta x = 5.000 \times 10^{-11}m$ ជាភាពមិនដាក់លាក់នៃទីតាំងរបស់អេឡិចត្រុង។

បន្ទាប់មកយើងអាចទាញរកភាពមិនដាក់លាក់នៃបរិមាណចលនា $\Delta p_x = \frac{\hbar}{2\Delta x}$

ថាមពលស៊ីនេទិច$K = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{p_x^2}{2m}$ ដែលបរិមាណចលនា $p_x = mv_x$

ការគណនា៖

(ក).ភាពមិនដាក់លាក់នៃបរិមាណចលនា $\Delta p_x = \frac{\hbar}{2\Delta x} = \frac{1.055\times10^{-34}J.s}{2\times5.000\times10^{-11}m} = 1.055 \times 10^{-24}J.s/m$

ឬ $\Delta p_x = 1.055 \times 10^{-24}kg.m/s$

ខ.ចូររកថាមពលស៊ីនេទិចរបស់អេឡិចត្រុងមួយដែលមានបរិមាណចលនាស្មើនឹងតម្លៃក្នុងសំណួរ(ក) យើងអាចសរសេររូបមន្តថាមពលស៊ីនេទិចតាមលក្ខណ្ឌមិនរ៉ឺឡាទីវីស

គឺ $K = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{p^2}{2m}$

ដោយ$p = \Delta p = 1.055 \times 10^{-24}kg.m/s$

យើងបានថាមពលស៊ីនេទិច $K = \frac{\left(1.055\times10^{-24}\right)^2}{2(9.11\times10^{-31})} = 6.11 \times 10^{-19}J = 3.81\text{eV}$

វង្វាយតម្លៃ៖ ថាមពលនេះជាថាមពលធម្មតាដែលគេប្រទះឃើញនៅក្នុងអាតូម។ ការយល់ស្របគ្នានេះបានស្នើឡើងថាគោលការណ៍មិនដាក់លាក់គឺមានភាពទាក់ទងយ៉ាងជ្រៅទៅនឹងរចនាសម្ព័ន្ធរបស់អាតូ

ម។ មានការគណនាស្រដៀងគ្នាមួយទៀតបានពន្យល់ថា ហេតុអ្វីអេឡិចត្រុងក្នុងអាតូមមួយមានធ្លាក់ចូលក្នុងណ្វៃយ៉ូ។ បើអេឡិចត្រុងមួយត្រូវបានឃុំក្នុងណ្វៃយ៉ូ នោះភាពមិនជាក់លាក់នៃទីតាំងរបស់វាគឺ

ប្រហែល$\Delta x = 10^{-14}m$ យើងបានភាពមិនជាក់លាក់នៃបរិមាណចលនារបស់អេឡិចត្រុងប្រហែល ៥ ពាន់ដងធំជាងភាពមិនជាក់លាក់នៃបរិមាណចលនារបស់អេឡិចត្រុងក្នុងអាតូម(ដូចឧទាហរណ៍នេះ) ។ ហើយថាមពលស៊ីនេទិចរបស់វាធំខ្លាំងណាស់ដែលអាចធ្វើឱ្យអេឡិចត្រុងផ្តាច់ចេញពីណ្វៃយ៉ូ។

ឧទាហរណ៍ទី៦៖ (គោលការណ៍មិនជាក់លាក់លើថាមពលនិងរយៈពេល)

អាតូមសូដ្យូមមួយស្ថិតនៅលើនីវ៉ូថាមពលមួយគឺនីវ៉ូភ្ញោចទាបជាងគេហើយវាស្ថិតនៅលើនីវ៉ូនេះបានរយៈពេលតែ$1.6 \times 10^{-8}s$ មុនពេលវាត្រឡប់មកនីវ៉ូគ្រឹះវិញ។ នៅពេលវាត្រឡប់មកនីវ៉ូគ្រឹះវិញ វាបាន បន្សាយផូតុងដែលមានថាមពល$2.105eV$ ហើយមានជំហានរលក$\lambda = 589.0nm$។ ក.ចូររកភាពមិនជាក់លាក់នៃថាមពល(ΔE)នៅនីវ៉ូភ្ញោចនេះ។ ខ.ចូររកភាពមិនជាក់នៃជំហានរលករបស់ស្ប៉ិចខ្សែនេះ។

ដំណោះស្រាយ

ការកំណត់អត្តសញ្ញាណនិងការរៀបចំបណ្តោះស្រាយ៖ លំហាត់នេះត្រូវប្រើភាពមិនជាក់លាក់ហាយស៊ិនប៊ឺគសម្រាប់ថាមពលជាមួយរយៈពេល និងថាមពលរបស់ផូតុងជាមួយជំហានរលក។ រយៈពេលជាមធ្យមដែលអាតូមចំណាយពេលនៅនីវ៉ូថាមពលភ្ញោចនេះស្មើនឹងΔt។ យើងរកភាពមិនជាក់លាក់ជាអប្បបរមានៃថាមពលនៅនីវ៉ូភ្ញោចដោយប្រើរូបមន្ត $\Delta E \Delta t \geq \frac{\hbar}{2}$ ប៉ុន្តែត្រូវជំនួសសញ្ញា($\geq$)ដោយសញ្ញា($=$)ជាការស្រេច។

ការគណនា៖ រូបមន្ត $\Delta E \Delta t = \frac{\hbar}{2}$

យើងបាន $\Delta E = \frac{\hbar}{2\Delta t} = \frac{1.055 \times 10^{-34}}{2(1.6 \times 10^{-8})} = 3.3 \times 10^{-27}\text{J} = 2.1 \times 10^{-8}\text{eV}$

អាតូមស្ថិតនៅនីវ៉ូគ្រឹះជារៀងរហូត ហេតុនេះនៅនីវ៉ូគ្រឹះមិនមានភាពមិនជាក់លាក់នៃថាមពលនោះទេ។

បំណែកនៃភាពមិនជាក់លាក់នៃថាមពលផូតុង $\frac{\Delta E}{E} = \frac{2.1 \times 10^{-8}\text{ eV}}{2.105\text{ eV}} = 1.0 \times 10^{-8}$

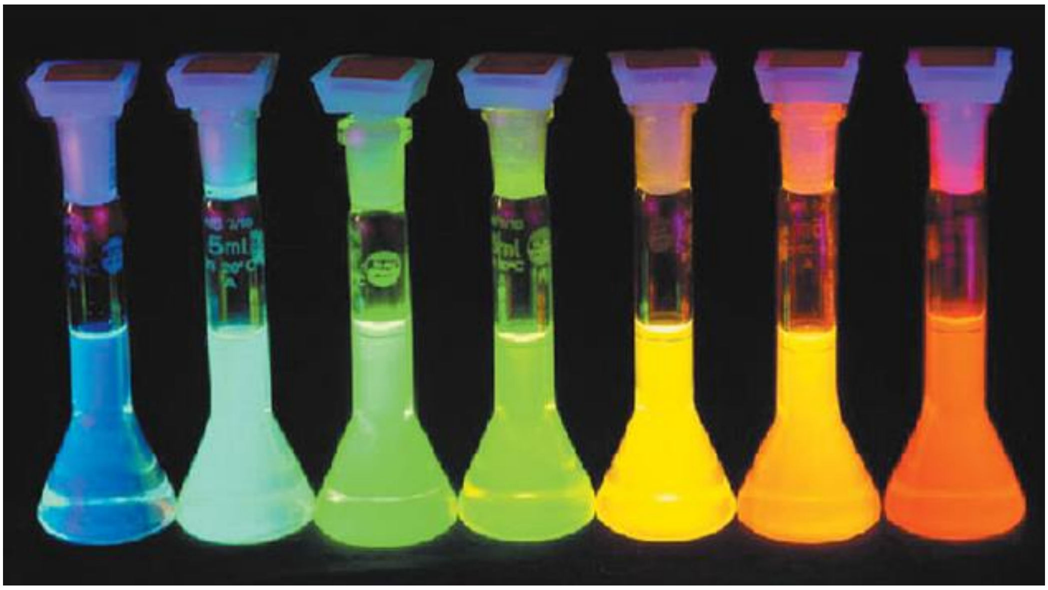
អ្នកអាចប្រើការគណនាងាយៗនិងទំនាក់ទំនង $E = \frac{hc}{\lambda}$ ដើម្បីបង្ហាញថា $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx \frac{\Delta E}{E}$ ហេតុនេះភាពមិនជាក់លាក់នៃជំហានរលកឬប្រវែងទទឹងនៃស្ប៉ិចខ្សែមានតម្លៃប្រហែល $\Delta\lambda = \frac{\Delta E}{E}\lambda$

យើងបាន $\Delta\lambda = (1.0 \times 10^{-8})(589.0nm) = 0.0000059nm$

វាយតម្លៃ៖ ភាពមិនជាក់លាក់ដែលមិនអាចបង្រួមតទៅទៀតបាននេះ($\Delta\lambda$)ត្រូវបានគេហៅថាទទឹងខ្សែធម្មជាតិនៃស្ប៉ិចខ្សែពិសេសនេះ។ ទោះបីវាមានតម្លៃតូចខ្លាំង វាស្ថិតនៅក្នុងចន្លោះព្រំដែននៃ

កម្រិតញែកច្បាស់នៃឧបករណ៍ (resolution) នៃឧបករណ៍ញែកដែលគេប្រើសព្វថ្ងៃ (present-day spectrometers) ។ ជាធម្មតា ប្រវែងទទឹងស្ប៉ិចខ្សែធម្មជាតិគឺមានប្រវែងតូចខ្លាំងណាស់ធៀបទៅនឹងប្រវែងទទឹងស្ប៉ិចខ្សែដែលកើតឡើងពីមូលហេតុផ្សេងៗទៀតដូចជាផលឌុបប្លេ (Doppler effect) និងទង្គិចរវាងអាតូមដែលផ្លាស់ទីយ៉ាងលឿន។

មេរៀនទី២៖ មេកានិកកង់ទិច



១.១០.ដបដែលផ្ទុកសូលុយស្យុងនៃភាគល្អិតសឺមីកុងឌុចទ័រមីក្រូស្កូបពិចដែលមានទំហំផ្សេងៗគ្នា។ ភាគល្អិតបានបញ្ចេញពន្លឺនៅពេលបញ្ចាំងពន្លឺស្វាយអ៊ុលត្រាទៅលើវា។ ភាគល្អិតដែលតូចជាងគេបំផុតបន្សាយពន្លឺពណ៌ខៀវ ចំណែកភាគល្អិតដែលធំជាងគេបន្សាយពន្លឺពណ៌ក្រហម ហេតុអ្វី ?

សេចក្ដីផ្ដើម

រូបខាងលើ បង្ហាញពីប្រអប់ដែលផ្ទុកសូលុយស្យុងនៃភាគល្អិតសឺមីកុងឌុចទ័រតូចៗដែលមានទំហំផ្សេងគ្នា។ ភាគល្អិតទាំងនោះអាចបន្សាយពន្លឺពណ៌ផ្សេងគ្នានៅពេលពន្លឺស្វាយអ៊ុលត្រាដាលឆ្លងកាត់វា។ ភាគល្អិតដែលមានទំហំតូចបន្សាយពន្លឺពណ៌ខៀវ ចំណែកទំហំធំវាបន្សាយពន្លឺពណ៌ក្រហម។ តើហេតុអ្វី ? កាលពីមេរៀនមុន យើងរកឃើញថាភាគល្អិតមានលក្ខណៈជារលក។ តាមពិតយើងអាចប្រើរូបភាពរលកដើម្បីបកស្រាយពីលក្ខណៈនៃភាគល្អិត។ មេកានិកកង់ទិចជាគោលវិធីសំខាន់មួយដើម្បីយល់ពីលក្ខណៈនៃរូបធាតុទៅលើមាត្រដ្ឋានម៉ូលេគុល អាតូម និងនុយក្លេអ៊ែរ។ ក្នុងមេរៀននេះយើងនឹងរៀន

ពីរបៀបរកអនុគមន៍រលកនៃភាគល្អិតដោយគ្រាន់តែដោះស្រាយសមីការ Schrödinger ដែលជាសមីការគ្រឹះក្នុងមេកានិកកង់ទិច ដែលដូចច្បាប់ញូតុនក្នុងមេកានិក និងសមីការ Maxwell ក្នុងរលកអេឡិចត្រូម៉ាញេទិចដូច្នោះដែរ។ យើងចាប់ផ្តើមវិភាគដោយប្រើមេកានិកកង់ទិចដើម្បីសិក្សាពីភាគល្អិតសេរីមួយដែលផ្លាស់ទីជាបន្ទាត់ត្រង់ហើយគ្មានកម្លាំងក្រៅណាមួយមានអំពើលើវា។ បន្ទាប់មកយើងនឹងសិក្សាករណីមួយទៀតដែលភាគល្អិតមិនស្ថិតក្នុងភាពសេរីទេ គឺវារងកម្លាំងក្រៅហើយជាប់ឃាំងក្នុងទំនាញណាមួយ (ដូចអេឡិចត្រុងដែលរងទំនាញក្នុងអាតូមដូច្នោះដែរ)។ ការដោះស្រាយសមីការ Schrödingerបានផ្តល់ដោយស្វ័យប្រវត្តិពីកម្រិតថាមពលដែលអាចកើតមានក្នុងប្រព័ន្ធមួយ។ ក្រៅពីថាមពលការដោះស្រាយសមីការ Schrödingerក៏អាចផ្តល់ប្រូបាបដែលអាចរកឃើញភាគល្អិតដែលស្ថិតក្នុងតំបន់ផ្សេងៗទៀត។ លទ្ធផលគួរឱ្យភ្ញាក់ផ្អើលមួយទៀតគឺមានប្រូបាបខុសពីសូន្យដែលភាគល្អិតមីក្រូស្កូបពិចអាចឆ្លងកាត់របាំងស្តើងមួយទោះបីដំណើរការណ៍នោះត្រូវបានហាមឃាត់(មិនអាចកើតមាន)ដោយមេកានិកញូតុន។ ក្នុងមេរៀននេះយើងសិក្សាសមីការស្រូឌីងគ័រ(Schrödinger) តាម ១វិមាត្រសិន។ អនុគមន៍រលកនៃអាតូមអ៊ីដ្រូសែនជាអនុគមន៍រលកងាយជាងគេ និងជាស្ពានិកក្នុងការសិក្សាអាតូមសាំញ៉ាំផ្សេងៗទៀត កម្រិតថាមពលកាំរស្មីអ៊ិចនិងលក្ខណៈដ៏ទៃទៀតរបស់អាតូម។

២.១.អនុគមន៍រលក និងសមីការស្រូឌីងគ័រតាម១វិមាត្រ

យើងបានឃើញកស្តុតាងជាក់ស្តែងដែលថាភាគល្អិតទំហំអាតូម និងតូចជាងអាតូម ដូចជាអេឡិចត្រុងជាដើម មិនអាចបកស្រាយធម្មតាដូចមេកានិកបុរាណរបស់ញូតុនបានទេ។ យើងត្រូវគិតពីលក្ខណៈរលករបស់វា។ ក្នុងគំរូ Bohr នៃអាតូមអ៊ីដ្រូសែន៖ យើងសន្មតអេឡិចត្រុងតាមវិធីពីរ ទី១អេឡិចត្រុងត្រូវបានចាត់ទុកជាភាគល្អិតបុរាណដែលផ្លាស់ទីលើគន្លងរង្វង់ជុំវិញណ្វៃយ៉ូ ហើយទី២ប្រើទ្រឹស្តី de Broglie រវាងបរិមាណចលនារបស់ភាគល្អិត និងជំហានរលកដើម្បីពន្យល់ពីនីវ៉ូថាមពលអេឡិចត្រុងដែលមានកាំជាក់លាក់ណាមួយប៉ុណ្ណោះដែលត្រូវបានអនុញ្ញាត្តិឱ្យអេឡិចត្រុងស្ថិតនៅបាន។ តាមភាពមិនជាក់លាក់របស់ Heisenberg ប្រាប់យើងថាភាពជាក់លាក់ក្នុងពេលដំណាលគ្នារវាងទីតាំង និងបរិមាណចលនាមិនអាចប្រព្រឹត្តទៅបានទេ។ ក្នុងផ្នែកនេះយើងនឹងស្វែងរករបៀបពិពណ៌នាពីភាពនៃភាគល្អិតដោយប្រើភាសាតែមួយគត់គឺរលក។ វាខុសពីមេកានិកបុរាណដែលពិពណ៌នាពីភាគល្អិតដោយប្រើតែកូអរដោនេរបស់វា និងជាតុល្បឿន។ យើងបានរៀនពីរលកទទឹងលើខ្សែ អនុគមន៍រលកតាងដោយ $y(x,t)$ដើម្បីពិពណ៌នាពីចលនាបម្លាស់ទីនៃចំនុចមួយលើខ្សែធៀបនឹងទីតាំងលំនឹងនៅខណៈពេល t ហើយចំនុចនោះនៅចម្ងាយ x ពីគល់អ័ក្ស។ កាលណាយើងស្គាល់អនុគមន៍រលកសម្រាប់ចលនារលកណាមួយ យើងអាចដឹងអ្វីៗទាំងអស់អំពីចលនា។ ឧ.គេអាចរកល្បឿន និងសំទុះរបស់ចំនុចមួយនៅខណៈពេល t។

ក្នុងមេកានិកកង់ទិចអនុគមន៍រលក តាងដោយ(សាយ)$\Psi(x,y,z,t)$ ឬ $\psi(x,y,z)$ ដែលផ្ទុកពត៌មានទាំងអស់ក្នុងការស្គាល់ពីភាគល្អិត។

- $\Psi(x,y,z,t)$ ៖ មានពត៌មានកូអរដោនេផង និងពេលផង។
- $\psi(x,y,z)$៖ មានតែពត៌មានកូអរដោនេ។

រូបទី១.១១.ក្មេងៗទាំងនេះកំពុងនិយាយគ្នាតាមទូរស័ព្ទធ្វើពីខ្សែ និងពែងក្រដាស។ បម្លាស់ទីនៃខ្សែត្រូវបានរៀបរាប់ទាំងស្រុងដោយប្រើអនុគមន៍រលកមួយ $y(x,t)$។ ក្នុងវិធីមួយផ្សេងទៀតភាគល្អិតមួយត្រូវបានរៀបរាប់ទាំងស្រុងដោយអនុគមន៍រលកមេកានិចកង់ទិច$\Psi(x,y,z,t)$។

ចំណាំ៖ រលកមេកានិក និងរលកនៃភាគល្អិតមិនដូចគ្នាទេ៖ រលកមេកានិកដូចជារលកលើខ្សែរលកសូរ។ ចំណែករលកនៃភាគល្អិតមិនមែនជារលកមេកានិកដែលត្រូវការរូបធាតុសម្រាប់ដាលនោះទេ។ អនុគមន៍រលកប្រើដើម្បីពិពណ៌នាពីភាគល្អិត ប៉ុន្តែយើងមិនអាចកំនត់អនុគមន៍ខ្លួនវាផ្ទាល់ជាអនុគមន៍ទៅនឹងរូបធាតុឡើយ។

អនុគមន៍រលកតាម១វិមាត្រ៖

អនុគមន៍រលកនៃភាគល្អិតមួយជាទូទៅអាស្រ័យទៅនឹងលំហ៣វិមាត្រ។ ដើម្បីងាយស្រួលក្នុងការសិក្សា យើងសិក្សាលើចលនាតាម១វិមាត្រសិន ដែលភាគល្អិតមួយមានម៉ាសm ផ្លាស់ទីស្របនឹងអ័ក្ស xហើយអនុគមន៍រលក អាស្រ័យលើកូអរដោនេ និងពេលវេលា។

តើអនុគមន៍រលកក្នុងមេកានិកកង់ទិចមានរូបរាងយ៉ាងដូចម្តេច ?ហើយអ្វីជាអ្នកកំណត់លក្ខណៈរលក ?

យើងអាចឆ្លើយសំណួរខាងលើ ដោយរំលឹកពីលក្ខណៈរលកនៅលើខ្សែ។ អនុគមន៍រលក$y(x,t)$ត្រូវតែផ្ទៀងផ្ទាត់សមីការរលក $\frac{\partial^2 y(x,t)}{\partial x^2}=\frac{1}{v^2}\frac{\partial^2 y(x,t)}{\partial t^2}$ (សមីការរលកសម្រាប់រលកនៅលើខ្សែ)

ល្បឿនរលក v នៅលើខ្សែថេរទោះបីជំហានរលកណាក៏ដោយ។

ឧទាហរណ៍៖ អនុគមន៍រលកនៃរលកមួយមានជំហានរលក λ និងប្រេកង់ f ដាលតាមទិសដៅវិជ្ជមានលើអ័ក្ស x តាមបណ្តោយខ្សែគឺ $y(x,t) = Acos(kx - \omega t) + Bsin(kx - \omega t)$ (រលកស៊ីនុយសូអ៊ីតលើខ្សែ)។

តម្លៃថេរ A, B ដើម្បីកំណត់តម្លៃអំព្លីទុត និងផាសរបស់រលក។

អនុគមន៍រលក $y(x,t) = Acos(kx - \omega t) + Bsin(kx - \omega t)$ នេះត្រឹមត្រូវបើសិនវាផ្ទៀងផ្ទាត់សមីការរលក។ ធ្វើដេរីវេធៀបនឹង x បន្ទាប់មកធៀបនឹងពេល

គេបាន $\frac{\partial^2 y(x,t)}{\partial x^2} = -k^2 Acos(kx - \omega t) - k^2 Bsin(kx - \omega t)$

ហើយ $\frac{\partial^2 y(x,t)}{\partial t^2} = -\omega^2 Acos(kx - \omega t) - \omega^2 Bsin(kx - \omega t)$

យើងជំនួសក្នុងសមីការរលក៖

យើងបាន $-k^2 Acos(kx - \omega t) - k^2 Bsin(kx - \omega t) = \frac{1}{v^2}[-\omega^2 Acos(kx - \omega t) - \omega^2 Bsin(kx - \omega t)]$

ដោយផ្ទឹមគេបានមេគុណខាងមុខ cos និងខាងមុខ sin វាងអង្គខាងឆ្វេង និងខាងស្តាំត្រូវស្មើគ្នា។

គេបាន $k^2 = \frac{\omega^2}{v^2}$ ហើយ $\omega = vk$ (រលកលើខ្សែ)។

គេអាចសរសេរ $2\pi f = v\frac{2\pi}{\lambda}$ នោះល្បឿន $v = \lambda f$ (រលកលើខ្សែ)។

តើសមីការរលកក្នុងមេកានិកកង់ទិចត្រូវការអ្វីខ្លះ ដើម្បីបានសមីការរលកខាងលើត្រឹមត្រូវផងដែរសម្រាប់ភាគល្អិត?

យើងរំពឹងថាសមីការនេះជាប់ទាក់ទងនឹងដេរីវេដោយផ្នែកនៃអនុគមន៍រលក $\Psi(x,t)$ ធៀបនឹង x, t។ ប៉ុន្តែសមីការថ្មីនេះមិនដូចសមីការរលកលើខ្សែទេ $\frac{\partial^2 y(x,t)}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2}\frac{\partial^2 y(x,t)}{\partial t^2}$ ពីព្រោះទំនាក់ទំនង ω, k ខុសគ្នា។

យើងអាចបង្ហាញភាពខុសគ្នានេះដោយសន្មតថាមានភាគល្អិតសេរីមួយដែលមិនរងកម្លាំងអ្វីសោះហើយផ្លាស់ទីលើអ័ក្ស x។ សម្រាប់ភាគល្អិតសេរី ថាមពលប៉ូតង់ស្យែលថេរនៅតាមបណ្តោយអ័ក្ស x។

គេបាន ថាមពលប៉ូតង់ស្យែល $F(x) = -\frac{dU(x)}{dx} = 0$ នោះគេបាន $dU(x)/dx = 0$។

ដើម្បីងាយស្រួលសិក្សា គេយកថាមពល $U = 0$ ចំពោះគ្រប់ទីតាំង x។

នៅពេលថាមពលនៃភាគល្អិតសេរីស្មើនឹងថាមពលស៊ីនេទិច គេអាចសរសេរជាអនុគមន៍ទៅបរិមាណចលនា។

គេបាន $E = U + K = 0 + K = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}\frac{m^2v^2}{m} = \frac{p^2}{2m}$ (ថាមពលសម្រាប់ភាគល្អិតសេរី)

តាមជំហានរលក de Broglie ថាមពល E សមាមាត្រនឹងប្រេកង់មុំ ω ហើយបរិមាណចលនាសមាមាត្រ k ។

គេបាន $E = hf = \frac{h}{2\pi}2\pi f = \hbar\omega, \qquad p = \frac{h}{\lambda} = \frac{h}{2\pi}\frac{2\pi}{\lambda} = \hbar k$ ជំនួសក្នុង E

គេអាចសរសេរ $\hbar\omega = \frac{\hbar^2k^2}{2m}$ (ភាគល្អិតសេរី) (40.8)។

សមីការ (40.8)ខុសគ្នាស្រឡះទៅនឹងទំនាក់ទំនងក្នុងរលកលើខ្សែ។ $\omega = \frac{\hbar k^2}{2m}$

ដោយប្រេកង់មុំ ω សមាមាត្រទៅនឹងការេនៃចំនួនរលក k ចំណែកឯរលកលើខ្សែ ωសមាមាត្រទៅនឹង k។ តួនាទីរបស់យើងគឺបង្កើតសមីការរលកសម្រាប់មេកានិកកង់ទិចនៃភាគល្អិតសេរីដែលចម្លើយរបស់វាផ្ទៀងផ្ទាត់ ទំនាក់ទំនង $\hbar\omega = \frac{\hbar^2k^2}{2m}$ (ភាគល្អិតសេរី) (40.8)។

យើងត្រូវដោះស្រាយបញ្ហានេះដោយសន្មតអនុគមន៍រលកស៊ីនុយសូអ៊ីត $\Psi(x,t)$ដូចអនុគមន៍រលក $y(x,t)$លើខ្សែដែរ។ សម្រាប់រលកលើខ្សែអនុគមន៍រលកតំណាងឱ្យរលកដែលមានជំហាន $\lambda = \frac{2\pi}{k}$ ហើយ $f = \frac{\omega}{2\pi}$ ដាលតាមទិសដៅវិជ្ជមានរបស់អ័ក្ស x។ ក្រោមទម្រង់ដូចគ្នាក្នុងមេកានិកកង់ទិច អនុគមន៍រលកស៊ីនុយសូអ៊ីត $\Psi(x,t)$តំណាងឱ្យភាគល្អិតសេរីដែលមានម៉ាស m បរិមាណចលនា $p = \hbar k$ និងថាមពល $E = \hbar\omega$ ផ្លាស់ទីតាមទិសដៅវិជ្ជមានរបស់អ័ក្ស x។

យើងបាន $\Psi(x,t) = \mathrm{A}\cos(kx - \omega t) + B\sin(kx - \omega t)$ (ភាគល្អិតសេរី)។

ប្រេកង់មុំ និងចំនួនរលកក្នុងសមីការខាងលើត្រូវតែផ្ទៀងផ្ទាត់សមីការរលក $\hbar\omega = \frac{\hbar^2k^2}{2m}$ (40.8)

យើងដេរីវេទី២ $\Psi(x,t)$ធៀបនឹងx យើងបាន (-k^2) $\Psi(x,t)$ ហើយគុណនឹង$\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\right)$។

គេបាន$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2\Psi(x,t)}{\partial x^2} = -\frac{\hbar^2}{2m}[-k^2A\cos(kx - \omega t)-k^2B\sin(kx - \omega t)]$

គេអាចសរសេរ $-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2\Psi(x,t)}{\partial x^2} = \frac{\hbar^2k^2}{2m}[A\cos(kx - \omega t)+B\sin(kx - \omega t)] = \frac{\hbar^2k^2}{2m}\Psi(x,t)$(40.10)

សមីការ $-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2\Psi(x,t)}{\partial x^2} = \frac{\hbar^2k^2}{2m}\Psi(x,t)$ សន្មតថាជាអង្គម្ខាងនៃសមីការរលកនៃមេកានិកកង់ទិច។ ចំណែកឯអង្គម្ខាងទៀត(អង្គខាងស្តាំ)គឺ $\hbar\omega\Psi(x,t)$ដើម្បីផ្ទៀងផ្ទាត់ទំនាក់ទំនង $\hbar\omega = \frac{\hbar^2k^2}{2m}$ (ភាគល្អិតសេរី)។ បន្ទាប់មកយើងធ្វើដេរីវេទី១ធៀបនឹងពេលនៃ $\Psi(x,t)$ យើងបានកត្តា ωដូចខាងក្រោម៖

យើងបាន $\frac{\partial\Psi(x,t)}{\partial t} = \omega A\sin(kx - \omega t) - \omega B\cos(kx - \omega t)$

យើងអាចទាយថាអង្គខាងស្តាំងមានជាប់ទាក់ទងនឹង $\hbar$ គុណនឹង $\Psi(x,t)$។

ដូច្នេះសមីការរលករំពឹងទុកគឺមានរាង $-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2\Psi(x,t)}{\partial x^2} = C\hbar\frac{\partial\Psi(x,t)}{\partial t}$ (40.11)ដែល C ជាតម្លៃថេរ។

យើងយកអនុគមន៍រលក $\Psi(x,t) = \mathrm{A}\cos(kx-\omega t) + B sin(kx-\omega t)$ជំនួសក្នុងសមីកា(40.11)

ហើយពីសមីការ (40.10) និង $\frac{\partial\Psi(x,t)}{\partial t} = \omega A sin(kx-\omega t) - \omega B cos(kx-\omega t)$

គេបាន $\frac{\hbar^2k^2}{2m}[A cos(kx-\omega t)+B sin(kx-\omega t)] = C\hbar\omega[A sin(kx-\omega t) - B cos(kx-\omega t)]$ (១.២០)។

ដោយសារ $\hbar\omega = \frac{\hbar^2k^2}{2m}$

គេបាន $A cos(kx-\omega t)+B sin(kx-\omega t) = CA sin(kx-\omega t) - CB cos(kx-\omega t)$ (40.13)

ដូចក្នុងរលកលើខ្សែដែរ ដើម្បីឱ្យអនុគមន៍រលកផ្ទៀងផ្ទាត់សមីការរលកលុះត្រាតែមេគុណខាងមុខ sine, cos ស្មើគ្នា។

គេបាន $B = CA$ ហើយ $A = -CB$ បើយក $B = CA$ ជំនួសក្នុង $A = -CB$ យើងបាន $C^2 = -1$

ដូចនេះ C ជាចំនួនកុំផ្លិច $i = \sqrt{-1}$ ឬ $i^2 = -1$

ដូចនេះ $-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2\Psi(x,t)}{\partial x^2} = i\hbar\frac{\partial\Psi(x,t)}{\partial t}$ (សមីការ Schrödinger តាម១វិមាត្រសម្រាប់ភាគល្អិតសេរី)

សមីការ Schrödinger តាម១វិមាត្រត្រូវបានអភិវឌ្ឍនៅឆ្នាំ១៩២៦ដោយអ្នករូបវិទ្យាអូទ្រីសគឺលោក ស្រូឌីងគ័រ(Erwin Schrödinger) ហើយគាត់ក៏បានទទួលពានរង្វាន់ណូបែល Nobel prize ជាមួយអ្នករូបវិទ្យាអង់គ្លេសម្នាក់ទៀតគឺឌៀរ៉ាក់(P.A.M Dirac)។ វត្តមានចំនួនកុំផ្លិចមានន័យថា ចម្លើយនៃសមីការ Schrödingerជាចំនួនកុំផ្លិចដែលមានផ្នែកពិតនិងផ្នែកនិម្មិត។ ផ្នែកនិម្មិតនៃអនុគមន៍រលក $\Psi(x,t)$ គឺជាអនុគមន៍ពិតគុណនឹងចំនួននិម្មិត i។

ដោយ $B = CA = iA$ នោះអនុគមន៍រលក $\Psi(x,t) = \mathrm{A}\cos(kx-\omega t) + B sin(kx-\omega t)$

យើងអាចសរសេរ៖

$\Psi(x,t) = \mathrm{A}\cos(kx-\omega t) + iA sin(kx-\omega t) = A[\cos(kx-\omega t) + i sin(kx-\omega t)]$

(អនុគមន៍រលកស៊ីនុយសូអ៊ីតតាងឱ្យភាគល្អិតសេរី)។

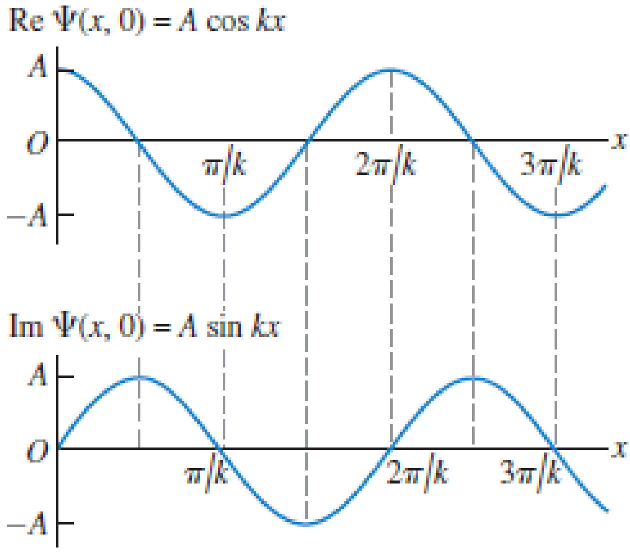
នៅខណៈ $t = 0$ គេបានអនុគមន៍ $\Psi(x,t=0) = \mathrm{A}\cos(kx) + iA sin(kx)$

តាមរូបមន្ត Euler : $e^{i\theta} = cos\theta + i sin\theta, e^{-i\theta} = \cos(-\theta) + i sin(-\theta) = cos\theta - i sin\theta$

អនុគមន៍រលក $\Psi(x,t) = A[\cos(kx-\omega t) + i sin(kx-\omega t)] = Ae^{i(kx-\omega t)} = Ae^{ikx}e^{-i\omega t}$

បើ kវិជ្ជមាន នោះអនុគមន៍រលកតាងភាគល្អិតសេរីដែលផ្លាស់ទីទៅតាមទិសដៅវិជ្ជមាននៃអ័ក្សx មាន បរិមាណចលនា $p = \hbar k$ ហើយថាមពល $E = \hbar\omega = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$។ បើសិន kអវិជ្ជមាន នោះបរិមាណចលនា $p = -\hbar k$ហើយចលនាតាមទិសដៅអវិជ្ជមាននៃអ័ក្ស x។ ចំណែកជំហានរលក $\lambda = \frac{2\pi}{|k|}$។

អនុគមន៍រលក $\Psi(x,t) = A[\cos(kx - \omega t) + i\sin(kx - \omega t)] = Ae^{i(kx-\omega t)} = Ae^{ikx}e^{-i\omega t}$



រូបទី១.១២.អនុគមន៍រលកក្នុងលំហ $\Psi(x,t) = Ae^{i(kx-\omega t)}$សម្រាប់ភាគល្អិតសេរីមួយដែលមានបរិមាណចលនាកំណត់ច្បាស់លាស់$p = \hbar k$ជាអនុគមន៍រលកចំនួនកុំផ្លិចៈ វាមានផ្នែកពិតផង និងផ្នែកនិម្មិតផង។ យើងសង់ក្រាបនេះជាអនុគមន៍ទៅនឹងxពេល$t = 0$។

ការបកស្រាយអនុគមន៍រលកៈ

ធម្មជាតិកុំផ្លិចនៃអនុគមន៍រលកសម្រាប់ភាគល្អិតសេរី ជាអនុគមន៍ដែលពិបាកក្នុងការបកស្រាយ។

យើងពិតជាមិនត្រូវការចំនួននិម្មិត មុនពេលដែលវាបកស្រាយបាតុភូតរូបពិតជាក់ស្តែង។ អនុគមន៍ $\Psi(x,t)$រៀបរាប់ពីរបាយភាគល្អិតមួយក្នុងលំហ វាប្រៀបបាននឹងរលកអេឡិចម៉ាញេទិចដែលរៀបរាប់ពីរបាយដែនម៉ាញេទិច និងដែនអគ្គិសនីដូច្នោះដែរ។ ក្នុងការសិក្សាអាំងទែរផេរ៉ង់ និងឌីប្រាក់ស្យុង យើងរកឃើញថា អាំងតង់ស៊ីតេ I នៃការបញ្ចេញកាំរស្មីនៅត្រង់ទីតាំងមួយក្នុងគំរូនោះសមាមាត្រទៅនឹងការេអំព្លីទុតនៃដែនអគ្គិសនី E^2 ។ ប៉ុន្តែក្នុងគំរូផូតុងដែលបកស្រាយពីអាំងទែរផេរ៉ង់និងឌីប្រាក់ស្យុង អាំងតង់ស៊ីតេ I នៅត្រង់ចំនុចមួយសមាមាត្រទៅនឹងចំនួនផូតុងដែលចាំងប៉ះជុំវិញចំនុចនោះ ឬសមាមាត្រទៅនឹងប្រូបាបដែលផូតុងនីមួយៗនឹងចាំងប៉ះជុំវិញចំនុចនោះ។ ដូចនេះ ការេនៃដែនអគ្គិសនី E^2 នៅត្រង់ចំនុចនីមួយៗសមាមាត្រទៅនឹងប្រូបាបដែលអាចរកឃើញផូតុងនៅជុំវិញចំនុចនោះ។ ដូចគ្នាដែរ ការេនៃអនុគមន៍រលករបស់ភាគល្អិតនៅត្រង់ចំនុចណាមួយគឺជាប្រូបាបដែលអាចរកឃើញភាគល្អិត នៅជុំវិញចំនុចនោះ ឬអាចថាការេនៃតម្លៃដាច់ខាតនៃអនុគមន៍រលក$|\Psi|^2$ ពីព្រោះអនុគមន៍រលកមានផ្នែកពិត និងផ្នែកនិម្មិត។ ភាគល្អិតមួយដែលអាចផ្លាស់ទីតាមបណ្តោយអ័ក្ស(x) នោះទំហំ $|\Psi(x,t)|^2 dx$ជាប្រូបាបដែលអាចរកឃើញភាគល្អិតនៅខណៈពេល t និងកូអរដោនេក្នុងចន្លោះ x ទៅ

$x+dx$។ ភាគល្អិតដែលអាចរកឃើញច្រើនជាងគេគឺនៅតំបន់ដែលមានតម្លៃ $|\Psi|^2$ធំជាងគេ។ ការបកស្រាយនេះត្រូវបានធ្វើឡើងដោយអ្នករូបវិទ្យាអាល្លឺម៉ង់ម៉ាក់ប៊ិន(Max Born) ដែលតម្រូវឱ្យអនុគមន៍រលក Ψ ន័រមលឡាយឬនិយាមកម្ម(Normalized)(ការប្រៀបធៀបទៅនឹងតម្លៃឯកតា១)។មានន័យថា អាំងតេក្រាល $|\Psi(x,t)|^2dx$ ចំពោះគ្រប់តម្លៃអាចកើតមានរបស់ x ស្មើនឹង 1 ដែលមានន័យថាគេអាចរកឃើញភាគល្អិតនៅកន្លែងណាមួយ។

ចំណាំ៖ $|\Psi|^2=|\Psi(x,t)|^2$ មិនមែនជាប្រូបាបទេ។

ហើយ $|\Psi(x,t)|^2dx$ ជាប្រូបាបដែលយើងអាចរកឃើញភាគល្អិតនៅចន្លោះ x ទៅ $x+dx$។ បើ dx កាន់តែតូច នោះគេរកមិនសូវឃើញភាគល្អិតទេ បានន័យថាប្រូបាបតូចកាន់តែថយចុះ។ តាមពិត $|\Psi|^2=|\Psi(x,t)|^2$ គឺ អនុគមន៍របាយប្រូបាប ឬដង់ស៊ីតេប្រូបាប ពីព្រោះវារៀបរាប់ពីរបៀបដែលប្រូបាបនៃការរកឃើញភាគល្អិតនៅត្រង់ទីតាំងខុសគ្នាត្រូវបានពង្រាយក្នុងលំហ។ អនុគមន៍រលក $\Psi(x,t)=Ae^{i(kx-\omega t)}=Ae^{ikx}e^{-i\omega t}$ រៀបរាប់ពីភាគល្អិតមួយដែលមានបរិមាណចលនាកំណត់ $p=\hbar k$ តាមបណ្តោយអ័ក្ស x ហើយគ្មានតម្លៃមិនជាក់លាក់ $\Delta p=0$។ តាមគោលការណ៍មិនជាក់លាក់ Heisenberg: $\Delta x\Delta p\geq\frac{\hbar}{2}$ យើងបាន Δxធំអានន្ត នោះយើងមិនមានគំនិតថា តើភាគល្អិតនឹងត្រូវបានរកឃើញនៅកន្លែងណាមួយឱ្យប្រាកដនោះទេតាមបណ្តោយអ័ក្ស x។ ដង់ស៊ីតេប្រូបាប $|\Psi(x,t)|^2$ ជាផលគុណរវាង Ψ និងកុំផ្លិចឆ្លាស់របស់វា Ψ^* ។

ចំណាំ៖ កុំផ្លិចឆ្លាស់គឺយើងដូរ i ដោយ $(-i)$

ឧទាហរណ៍៖ $c=a+ib$ គេបានកុំផ្លិចឆ្លាស់គឺ $c^*=a-ib$

គេបាន $|c|^2=c.c^*=(a+ib)(a-ib)=a^2+b^2$

យើងមាន $\Psi(x,t)=Ae^{i(kx-\omega t)}=Ae^{ikx}e^{-i\omega t}$ នោះ $\Psi^*(x,t)=\mathrm{A}^*e^{-i(kx-\omega t)}=Ae^{-ikx}e^{i\omega t}$

គេសន្មតថា មេគុណ A ក៏ជាចំនួនកុំផ្លិចដែរ។

គេបានដង់ស៊ីតេប្រូបាប $|\Psi(x,t)|^2=\Psi(x,t)\Psi^*(x,t)=AA^*e^0=|A|^2$

តាមលទ្ធផលខាងលើ យើងឃើញថា ដង់ស៊ីតេប្រូបាបមិនអាស្រ័យនឹងទីតាំង ដែលតាមគណិតវិទ្យាគេអាចនិយាយថា គេអាចរកឃើញភាគល្អិតនៅតាមបណ្តោយអ័ក្ស x ដោយប្រូបាបស្មើគ្នា។ នេះដោយសាអនុគមន៍រលក $\Psi(x,t)=A[\cos(kx-\omega t)+isin(kx-\omega t)]=Ae^{i(kx-\omega t)}$ ជាអនុគមន៍ស៊ីនុយសូអ៊ីតដែលលាតសន្ធឹងពី$x=-\infty$ ទៅ $x=+\infty$ដោយមានអំព្លីទុតថេរ A ។ ហើយវាមានន័យដែរថា អនុគមន៍រលកមិនអាចធ្វើនិយាមកម្មបាន(normalized)ពីព្រោះអាំងតេក្រាលនៃ $|\Psi(x,t)|^2$ លើគ្រប់តម្លៃក្នុងលំហមានតម្លៃធំអានន្ត ចំពោះតម្លៃណាមួយនៃ A។ យើងកត់ចំណាំដែរថា អនុគមន៍

រលក $\Psi(x,t) = Ae^{i(kx-\omega t)}$ រៀបរាប់ពីភាគល្អិតមួយដែលមានថាមពលកំណត់ $\mathrm{E} = \hbar\omega$ ហេតុនេះមិនមានភាពមិនជាក់លាក់ $\Delta E = 0$។ តាមគោលការណ៍មិនជាក់លាក់ Heisenberg: $\Delta t \Delta E \geq \frac{\hbar}{2}$ នោះ Δt មានតម្លៃធំអានន្ត ហេតុនេះយើងមិនដឹងថា តើពេលណាភាគល្អិតឆ្លងកាត់ចំនុចមួយដែលគេសិក្សានៅលើអ័ក្ស xឱ្យពិតប្រាកដ។ លទ្ធផលនេះត្រឹត្រូវជាមួយទំនាក់ទំនង $|\Psi(x,t)|^2 = |A|^2$ ដែលដង់ស៊ីតេប្រូបាបមានតម្លៃថេរគ្រប់ខណៈពេលទាំងអស់ និងគ្រប់ទីតាំង។ ដោយសារយើងតែងតែមានគំនិតថាភាគល្អិតនៅត្រង់ទីតាំងណាមួយពិតប្រាកដ ហើយអនុគមន៍រលក $\Psi(x,t) = Ae^{i(kx-\omega t)}$ ហាក់ដូចជាការបរិយាយមួយមិនពិតប្រាកដ។ កាលពីយើងសិក្សាពីពន្លឺ យើងឃើញថា យើងអាចបង្កើតអនុគមន៍រលកដែលស្គាល់ទីតាំងនិងពេលច្បាស់លាស់ដោយប្រើគោលការណ៍តម្រួតនៃរលកស៊ីនុយសូអ៊ីតពីរ ឬច្រើន។ ពេលនេះជាឪកាសល្អដើម្បីរំលឹកពីវា។ ចូរយើងគណនា $|\Psi(x,t)|^2$

ឧទាហរណ៍ទី៧៖(អនុគមន៍រលកភាគល្អិតសេរីដែលអាចរកឃើញនៅត្រង់ទីតាំងច្បាស់លាស់)

អនុគមន៍រលក $\Psi(x,t) = Ae^{i(k_1x-\omega_1 t)} + Ae^{i(k_2x-\omega_2 t)}$ ជាតម្រួតនៃអនុគមន៍រលកភាគល្អិតសេរីពីរ។ ដែលk_1និងk_2 ជាតម្លៃវិជ្ជមានទាំងពីរ។ ក.បង្ហាញថាអនុគមន៍រលកនេះផ្ទៀងផ្ទាត់សមីការស្រូឌីងគ័រសម្រាប់ភាគល្អិតសេរីមួយដែលមានម៉ាសm។ ខ.ចូររកអនុគមន៍ដង់ស៊ីតេប្រូបាបនៃអនុគមន៍ $\Psi(x,t)$។

ដំណោះស្រាយ

ការកំណត់អត្តសញ្ញាណនិងការរៀបចំប្លង់ដោះស្រាយលំហាត់៖ អនុគមន៍រលក $Ae^{i(k_1x-\omega_1 t)}$និងអនុគមន៍រលក $Ae^{i(k_2x-\omega_2 t)}$តំណាងឱ្យភាគល្អិតពីរដែលផ្លាស់ទីតាមទិសដៅវិជ្ជមាននៃអ័ក្សx ប៉ុន្តែវាមានបរិមាណចលនានិងថាមពលស៊ីនេទិចផ្សេងគ្នា។

យើងបាន$p_1 = \hbar k_1$និង $E_1 = \hbar\omega_1 = \frac{\hbar^2 k_1^2}{2m}$ សម្រាប់អនុគមន៍ទី១។

យើងបាន$p_2 = \hbar k_2$និង $E_2 = \hbar\omega_2 = \frac{\hbar^2 k_2^2}{2m}$ សម្រាប់អនុគមន៍ទី២។

ដើម្បីធ្វើតេស្តមើលថា តើអនុគមន៍តម្រួតនៃរលកទាំងពីរក៏ជាអនុគមន៍សម្រាប់តាងឱ្យភាគល្អិតសេរីដែលត្រឹមត្រូវដែរនោះ លុះត្រាតែសមីការ $\Psi(x,t) = Ae^{i(k_1x-\omega_1 t)} + Ae^{i(k_2x-\omega_2 t)}$ផ្ទៀងផ្ទាត់សមីការស្រូឌីងគ័រសម្រាប់ភាគល្អិតសេរី។ យើងចាំបាច់ត្រូវចងចាំដេរីវេនៃអនុគមន៍អិចស្ប៉ូណង់ស្យែលដូចតទៅ៖

យើងមាន $\frac{d}{du}(e^{au}) = ae^{au}$ ហើយ $\frac{d^2}{du^2}(e^{au}) = a^2e^{au}$

ចំណែកដង់ស៊ីតេប្រូបាប $|\Psi(x,t)|^2$ គឺជាផលគុណរវាងអនុគមន៍ $\Psi(x,t)$ និងអនុគមន៍កុំផ្លិចឆ្លាស់របស់វា($\Psi^*(x,t)$)។

ការគណនា៖ ក.បង្ហាញថាអនុគមន៍រលកនេះផ្ទៀងផ្ទាត់សមីការស្រូឌីងគ័រសម្រាប់ភាគល្អិតសេរីមួយដែលមានម៉ាសm។

យើងយក $\Psi(x,t) = Ae^{i(k_1x-\omega_1t)} + Ae^{i(k_2x-\omega_2t)}$ជំនួសក្នុងសមីការស្រូឌីងគ័រ។ ចំពោះអង្គខាងឆ្វេងយើងបាន $-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2}{\partial x^2}\Psi(x,t) = -\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2\left(Ae^{i(k_1x-\omega_1t)}+Ae^{i(k_2x-\omega_2t)}\right)}{\partial x^2}$

យើងបាន $-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2}{\partial x^2}\Psi(x,t) = -\frac{\hbar^2}{2m}\left[(ik_1)^2Ae^{i(k_1x-\omega_1t)} + (ik_2)^2Ae^{i(k_2x-\omega_2t)}\right]$

យើងបាន $-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2}{\partial x^2}\Psi(x,t) = \frac{\hbar^2k_1^2}{2m}\ Ae^{i(k_1x-\omega_1t)} + \frac{\hbar^2k_2^2}{2m}\ Ae^{i(k_2x-\omega_2t)}$

ចំណែកអង្គខាងស្តាំ $i\hbar\frac{\partial\Psi(x,t)}{\partial t} = i\hbar\frac{\partial\left(Ae^{i(k_1x-\omega_1t)}+Ae^{i(k_2x-\omega_2t)}\right)}{\partial t}$

យើងបាន $i\hbar\frac{\partial\Psi(x,t)}{\partial t} = i\hbar\left[(-i\omega_1)Ae^{i(k_1x-\omega_1t)} + (-i\omega_2)Ae^{i(k_2x-\omega_2t)}\right]$

យើងបាន $i\hbar\frac{\partial\Psi(x,t)}{\partial t} = \hbar\omega_1Ae^{i(k_1x-\omega_1t)} + \hbar\omega_2Ae^{i(k_2x-\omega_2t)}$

ដោយអង្គខាងឆ្វេង ស្មើនឹងអង្គខាងស្តាំ

យើងអាចទាញបាន $\hbar\omega_1 = \frac{\hbar^2k_1^2}{2m}$ និង $\hbar\omega_2 = \frac{\hbar^2k_2^2}{2m}$

ដូច្នេះយើងអាចសន្និដ្ឋានបានថាអនុគមន៍តម្រួតនៃរលកទាំងពីរក៏ជាអនុគមន៍សម្រាប់តាងឱ្យភាគល្អិតសេរីដែលត្រឹមត្រូវផងដែរ។ ជាទូទៅបើយើងយកអនុគមន៍រលកពីរដែលជាចម្លើយនៃសមីការស្រូឌីងគ័រនោះតម្រួតនៃរលកទាំងពីរបង្កើតបានជារលកទីបី($\Psi(x,t)$) ហើយអនុគមន៍រលកទីបីនេះក៏ជាចម្លើយនៃសមីការស្រូឌីងគ័រផងដែរ។

ខ.ចូររកអនុគមន៍ដង់ស៊ីតេប្រូបាបនៃអនុគមន៍ $\Psi(x,t)$។

អនុគមន៍កុំផ្លិចឆ្លាស់នៃ $\Psi(x,t)$គឺ $\Psi^*(x,t) = A^*e^{-i(k_1x-\omega_1t)} + A^*e^{-i(k_2x-\omega_2t)}$

យើងបាន$|\Psi(x,t)|^2 = \Psi^*(x,t)\Psi(x,t)$

យើងបាន$|\Psi(x,t)|^2 = \left[A^*e^{-i(k_1x-\omega_1t)} + A^*e^{-i(k_2x-\omega_2t)}\right]\left[Ae^{i(k_1x-\omega_1t)} + Ae^{i(k_2x-\omega_2t)}\right]$

យើងបាន$|\Psi(x,t)|^2 = A^*A\begin{bmatrix} e^{-i(k_1x-\omega_1t)}e^{i(k_1x-\omega_1t)} + e^{-i(k_2x-\omega_2t)}e^{i(k_2x-\omega_2t)} + \\ e^{-i(k_1x-\omega_1t)}e^{i(k_2x-\omega_2t)} + e^{-i(k_2x-\omega_2t)}e^{i(k_1x-\omega_1t)} \end{bmatrix}$

យើងបាន$|\Psi(x,t)|^2 = |A|^2\left[e^0 + e^0 + e^{i[(k_2-k_1)x-(\omega_2-\omega_1)t]} + e^{-i[(k_2-k_1)x-(\omega_2-\omega_1)t]}\ \right]$

ដើម្បីសម្រួលសមីការនេះដោយយក$e^0 = 1$ហើយតាមរូបមន្តអឺលែរ(Euler's formula)

យើងបាន $e^{i\theta} = cos\theta + isin\theta$ ហើយ $e^{-i\theta} = cos\theta - isin\theta$

ហើយយើងបាន $e^{i\theta} + e^{-i\theta} = 2cos\theta$

យើងបាន$|\Psi(x,t)|^2 = |A|^2\left[e^0 + e^0 + e^{i[(k_2-k_1)x-(\omega_2-\omega_1)t]} + e^{-i[(k_2-k_1)x-(\omega_2-\omega_1)t]}\right]$

អាចសរសេរ$|\Psi(x,t)|^2 = |A|^2\{2 + 2cos\theta[(k_2-k_1)x + (\omega_2-\omega_1)t]\}$

យើងបាន$|\Psi(x,t)|^2 = 2|A|^2\{1 + cos\theta[(k_2-k_1)x + (\omega_2-\omega_1)t]\}$

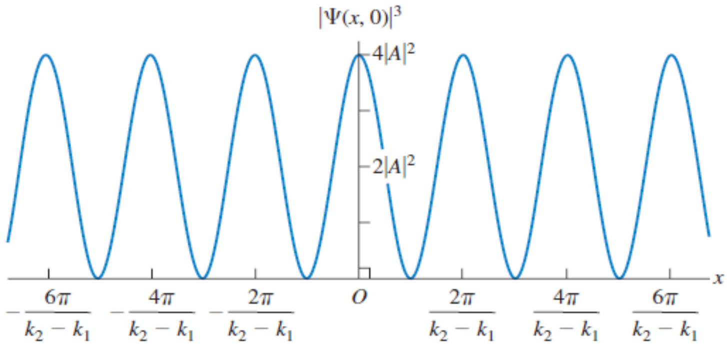
រង្វាយតម្លៃ៖ រូបទី១.១៣ខាងក្រោមបង្ហាញពីអនុគមន៍ដង់ស៊ីតេប្រូបាប$|\Psi(x,t)|^2$នៅត្រង់$t=0$។

តម្លៃនៃ$|\Psi(x,t)|^2$ប្រែប្រួលរវាងតម្លៃសូន្យទៅតម្លៃអតិបរមា($4|A|^2$) ប្រូបាបមិនដែលមានតម្លៃអវិជ្ជមាននោះទេ។ ភាគល្អិតអាចស្ថិតនៅត្រង់ទីតាំងណាមួយច្បាស់លាស់ មានន័យថាភាគល្អិតនោះអាចត្រូវបានគេរកឃើញនៅត្រង់ទីតាំងដែលតម្លៃអតិបរមានៃ$|\Psi(x,t)|^2$ ឬយើងអាចនិយាយម្យ៉ាងទៀតថា ជាកន្លែងដែលអនុគមន៍ $Ae^{i(k_1x-\omega_1t)}$និងអនុគមន៍ $Ae^{i(k_2x-\omega_2t)}$ត្រួតគ្នាបង្កើតបានជាអាំងទែរផេរ៉ង់សង់។ គេមិនអាចរកឃើញភាគល្អិតនៅត្រង់ចំនុចមួយដែល $|\Psi(x,t)|^2 = 0$ នោះទេ ឬយើងអាចនិយាយម្យ៉ាងទៀតថា ជាកន្លែងដែលអនុគមន៍ $Ae^{i(k_1x-\omega_1t)}$និងអនុគមន៍ $Ae^{i(k_2x-\omega_2t)}$ត្រួតគ្នាបង្កើតបានជាអាំងទែរផេរ៉ង់បំផ្លាញ។ បាតុភូតនេះស្រដៀងគ្នានឹងបាតុភូតប៊ីត(Beats)សម្រាប់រលកសូរ។ ត្រូវកត់ចំណាំថាអនុគមន៍ដង់ស៊ីតេប្រូបាបមិនមានលំនឹងទេ ប៉ុន្តែវាអាចផ្លាស់ទីតាមទិសដៅវិជ្ជមាននៃអ័ក្សxដូចភាគល្អិតដែលវាតាងឱ្យផងដែរ។ ចងចាំថារលកស៊ីនុយសូអ៊ីតមួយមានសមីការ $y(x,t) = Acos(kx-\omega t)$ផ្លាស់ទីតាមទិសដៅវិជ្ជមាននៃអ័ក្ស(x)ដែលមានល្បឿន$v = \frac{\omega}{k}$ ដោយអនុគមន៍$|\Psi(x,t)|^2$ មានបញ្ចូលតួ $cos\theta[(k_2-k_1)x + (\omega_2-\omega_1)t]$ ហេតុនេះអនុគមន៍ដង់ស៊ីតេប្រូបាបផ្លាស់ទីទៅស្តាំខាងតម្លៃវិជ្ជមាននៃអ័ក្ស(x)ផ្លាស់ទីដោយល្បឿនមធ្យម $v_{av} = \frac{\omega_2-\omega_1}{k_2-k_1}$។

រលកតម្រួតនេះមិនដូចរលក $\Psi(x,t) = Ae^{i(kx-\omega t)}$គឺវាមិនមានបរិមាណចលនាកំណត់ជាក់លាក់ និងថាមពលកំណត់ជាក់លាក់។ លក្ខណៈនេះគឺត្រឹមត្រូវសមស្របតាមគោលការណ៍ភាពមិនជាក់លាក់ហាយស៊ិនបឺគ។

យើងបាន $v_{av} = \frac{p_{av}}{m} = \frac{(\hbar k_2+\hbar k_1)/2}{m} = \frac{(\hbar k_2+\hbar k_1)}{2m}$

តើអ្នកអាចបង្ហាញថា $v_{av} = \frac{\omega_2-\omega_1}{k_2-k_1}$ ដូចដែលយើងបានបកស្រាយខាងលើ។



រូបទី១.១៣.អនុគមន៍ដង់ស៊ីតេប្រូបាបនៅខណៈ$t=0$
សម្រាប់អនុគមន៍រលក $\Psi(x,t) = Ae^{i(k_1x-\omega_1t)} +$

កញ្ចប់រលក(Wave packets)៖

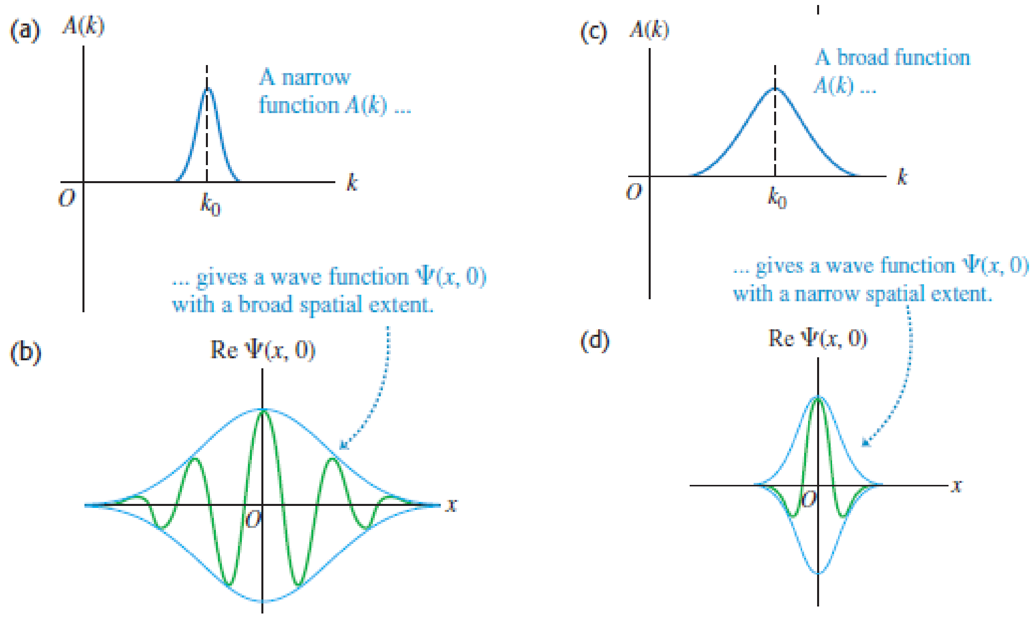
រលកដែលយើងសិក្សាខាងលើ មិនអាចដឹងច្បាស់ពីទីតាំង និងពេលវេលាជាក់លាក់៖ ដង់ស៊ីតេប្រូបាប នៅតែលាតសន្ធឹងនៅចន្លោះពី $x=-\infty$ ទៅ $x=+\infty$។ ហេតុនេះអនុគមន៍រលកមិនអាចន័រមលឡាយ។ ដើម្បីបង្កើតរលកដែលស្គាល់ទីតាំងនិងពេលច្បាស់លាស់(localized) ដោយយើងធ្វើតម្រួតរលកស៊ីនុយសូអ៊ីតពីរដែលមានចំនួនរលក និងអំព្លីទុតខុសគ្នា(ដូចរូប 40.5)គឺយើងធ្វើឱ្យមានកំពូលអតិបរមានៃ $|\Psi(x,t)|^2$ កាន់តែប្រសើរឡើង ហើយវាលុបបំបាត់កំពូលដែលនៅចន្លោះអតិបរមានោះ។ ចុងក្រោយបើសិនយើងតម្រួតរលកកាន់តែច្រើនដែលមានចំនួនរលកខុសគ្នាៗ យើងអាចបង្កើតរលកមួយដែលមានតែកំពូលអតិបរមាតែមួយគត់នៃ $|\Psi(x,t)|^2$ដូចក្នុងរូប (40.6)។ ចុងក្រោយយើងចាប់ផ្ដើមឃើញដូចលក្ខណៈពីរគឺភាគល្អិត និងរលក។ វាមានលក្ខណៈជាភាគល្អិតក្នុងន័យដែលវាមានទីតាំងច្បាស់លាស់ក្នុងលំហ ហើយបើសិនយើងមើលពីចម្ងាយ វាហាក់ដូចជាចំនុចមួយ។ ប៉ុន្តែវាមានទម្រង់ជាខ្ទប់ដែលជាលក្ខណៈនៃរលកផងដែរ។ សញ្ញារលកដាច់ៗដែលគេស្គាល់ទីតាំងដូចក្នុងរូប(40.6)ត្រូវបានគេហៅថា កញ្ចប់រលក(Wave packet)។

យើងអាចតាងកញ្ចប់រលក ដោយ $\Psi(x,t)=\int_{-\infty}^{+\infty}A(k)e^{i(kx-\omega t)}\,dk$ (40.19)

អាំងតេក្រាលនេះតាងឱ្យតម្រួតនៃរលកយ៉ាងច្រើនដែលរលកនីមួយៗមានចំនួនរលក និងប្រេកង់មុំ $\omega=\frac{\hbar k^2}{2m}$ខុសគ្នា ហើយមានអំព្លីទុត $A(k)$ ដែលអាស្រ័យទៅនឹងចំនួនរលក។ មានទំនាក់ទំនងយ៉ាងសំខាន់រវាង អនុគមន៍ពីរគឺ $\Psi(x,t)$ និង $A(k)$ដែលយើងនឹងបង្ហាញជាគុណភាពដូចក្នុងរូប(40.7a)។

បើសិនអនុគមន៍ $A(k)$ជាកំពូលយ៉ាងស្រួចដូចក្នុងរូប (ទី១.១៤a)នោះយើងតម្រួតរលកក្នុងកម្រិតចំនួនតិចតួច នោះសញ្ញារលកដាច់ៗ(Wave pulse)ផ្ទុយមានភាពរីកធំដូចរូប (ទី១.១៤b)។ ប៉ុន្តែបើយើងប្រើរលកកាន់តែច្រើនដែលមានចំនួនរលកខុសៗគ្នា នោះអនុគមន៍ $A(k)$រីកធំ រូប(40.7c) គេបាន សញ្ញារលកដាច់ៗ(Wave pulse)ផ្ទុយមានភាពរួមកាន់តែតូចទៅៗដែលគេស្គាល់ទីតាំងយ៉ាងប្រាកដ(រូបទី១.១៤d)។ លទ្ធផលនេះតាមពិតដូចលក្ខណៈគោលការណ៍មិនជាក់លាក់ Heisenberg : $\Delta x\Delta p\geq\frac{\hbar}{2}$ ។ នៅពេល k ធំ នោះបរិមាណចលនា $p=\hbar k$ ធំដែរ នោះគេបាន Δp ក៏ធំដែរ គេបាន Δx តូចចង្អៀតដែលគេអាចកំនត់ទីតាំងបាន។ ប្រាសមកវិញបើ k តូច នោះគេបាន Δxធំដែលគេមិនអាចកំណត់ទីតាំងបាន។

ដូចនេះគោលការណ៍ Heisenbergជាវិបាកនៃអាំងតេក្រាល $\Psi(x,t)=\int_{-\infty}^{+\infty}A(k)e^{i(kx-\omega t)}\,dk$



រូបទី១.១៤.បង្ហាញពីរបៀបដែលអនុគមន៍$A(k)$ប្រែប្រួលក្នុងកញ្ចប់រលក$\Psi(x,t) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(k)e^{i(kx-\omega t)}dk$

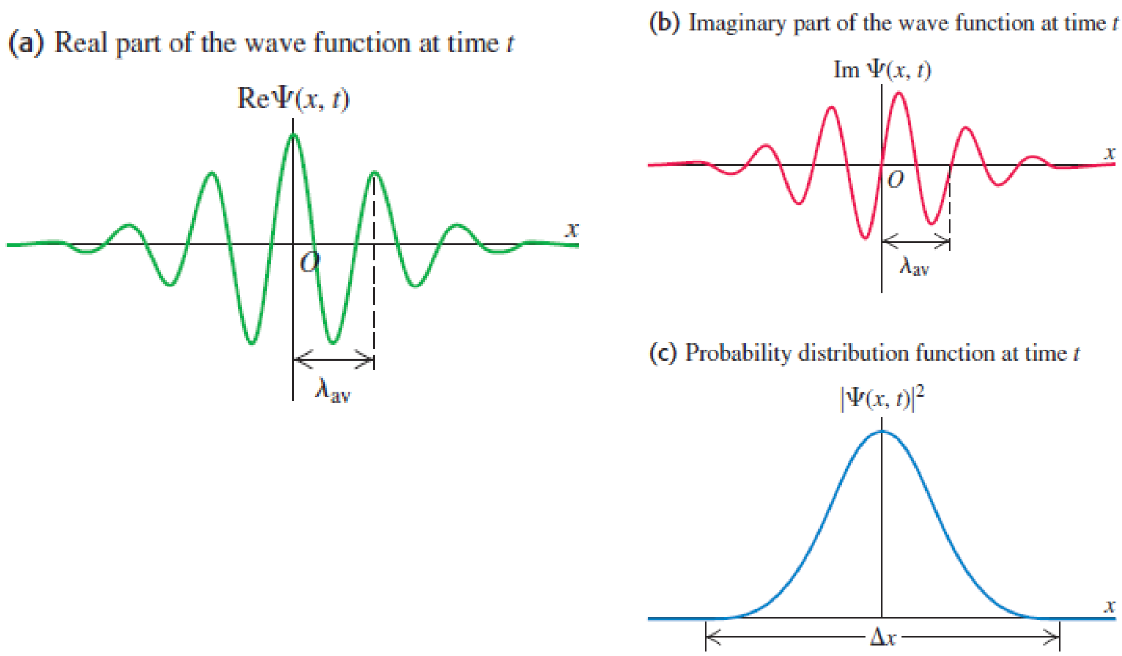
ចំណាំ៖ ភាពខុសគ្នារវាងរលករូបធាតុ(មេកានិក) និងរលកពន្លឺក្នុងសុញ្ញាកាស៖

យើងអាចសិក្សាពីភាគល្អិតមួយ និងសញ្ញាពន្លឺដាច់ៗ(flash light or light pulse) ដែលចេញពីឡាស៊ែរមួយដែលជាតម្រួតនៃរលកជាច្រើនដែលចំនួនរលក និងប្រេកង់មុំខុសៗគ្នា។ ភាពខុសគ្នាធំបំផុតនោះគឺក្នុងសុញ្ញាកាស ល្បឿនពន្លឺស្មើគ្នាចំពោះគ្រប់រលកពន្លឺដែលមានជំហានរលកខុសគ្នា ឬចំពោះគ្រប់ចំនួនរលក $k = \frac{2\pi}{\lambda}$។ ប៉ុន្តែចំពោះរលករូបធាតុ វាមានល្បឿនផ្សេងគ្នាចំពោះគ្រប់ជំហានរលកផ្សេងគ្នា។ ល្បឿនរលក $v = \frac{\omega}{k} = \lambda f$ ហើយ $\omega = \frac{\hbar k^2}{2m}$ នោះល្បឿនរលក $v = \frac{\hbar k}{2m} = \frac{h}{2m\lambda}$ ។ គេទាញបានរលករូបធាតុដែលមានជំហានរលកធំ នោះចំនួនរលកតូច គេបានល្បឿនតូច។ ផ្ទុយទៅវិញបើជំហានរលកតូច ចំនួនរលកធំ នោះល្បឿនធំ។

លក្ខណៈនេះគឺត្រូវគ្នានឹងជំហារលក de Briglie : $\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv}$

ដោយសាររលកនីមួយៗដែលចូលផ្គុំគ្នាបង្កើតកញ្ចប់រលក ដាលដោយល្បឿនខុសៗគ្នា នោះរូបរាងកញ្ចប់ត្រូវបានដូរនៅពេលវាផ្លាស់ទី។ ហេតុនេះហើយបានជាយើងបញ្ជាក់ពេលវេលាឱ្យច្បាស់ដូចក្នុងរូប(ទី១.១៥)និង(ទី១.១៤)ហើយក្រោយពេលនោះបន្តិចមក កញ្ចប់រលកដូរទៅជារីកកាន់តែធំ។

ផ្ទុយទៅវិញចំពោះរលកពន្លឺ រាងកញ្ចប់រលកដូចគ្នាគ្រប់ខណៈពេលទាំងអស់ ពីព្រោះរលកពន្លឺនីមួយៗផ្លាស់ទីដោយល្បឿនស្មើគ្នាក្នុងសុញ្ញាកាស។



រូបទី១.១៥.តម្រួតនៃចំនួនរលកស៊ីនុយសូអ៊ីតយ៉ាងច្រើនដែលមានចំនួនរលកផ្សេងៗគ្នានិងមានអំព្លីទុតសមរម្យដែលអាចបង្កើតបានសញ្ញាដាច់ៗ(pulse)មានជំហានរលក $\lambda_{av} = \frac{2\pi}{k_{av}}$ ហើយមានទីតាំងស្ថិតនៅចន្លោះតំបន់លំហមានប្រវែងΔx។ សញ្ញាដាច់ៗមានទីតាំងច្បាស់លាស់នេះមានលក្ខណៈសំគាល់ជារលកផងនិងជាផង់ផង។

សមីការស្រ្វឌីងគ័រតាម១វិមាត្រដែលមានថាមពលប៉ូតង់ស្យែល(ភាគល្អិតមិនសេរី)

សមីការ Schrödinger តាម១វិមាត្រសម្រាប់ភាគល្អិតសេរី $-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2\Psi(x,t)}{\partial x^2} = i\hbar\frac{\partial\Psi(x,t)}{\partial t}$, $U(x) = 0$ (១.២២) ប៉ុន្តែក្នុងករណីអេឡិចត្រុងក្នុងអាតូម ប្រូតុងក្នុងណ្វៃយ៉ូ និងភាគល្អិតក្នុងស្ថានភាពជាក់ស្តែង វាមានថាមពលប៉ូតង់ស្យែលហើយដើរតួយ៉ាងសំខាន់ថែមទៀតផង។ ហេតុនេះគេត្រូវការសមីការទម្រង់ថ្មីមួយផ្សេងទៀត

គឺ $-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2\Psi(x,t)}{\partial x^2} + U(x)\Psi(x,t) = i\hbar\frac{\partial\Psi(x,t)}{\partial t}$ (សមីការនេះទូទៅជាងគេ) (40.20)

បើសិនអនុគមន៍រលកស៊ីនុយសូអ៊ីត $\Psi(x,t) = Ae^{i(kx-\omega t)}$ សម្រាប់ភាគល្អិតសេរី នោះយើងបាន

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2\Psi(x,t)}{\partial x^2} = -\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2}{\partial x^2}\left(Ae^{i(kx-\omega t)}\right) = -\frac{\hbar^2}{2m}(ik)^2Ae^{i(kx-\omega t)} = \frac{\hbar^2k^2}{2m}\Psi(x,t)$$

ចំណែកឯ $i\hbar\frac{\partial\Psi(x,t)}{\partial t} = i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\left(Ae^{i(kx-\omega t)}\right) = \hbar\omega\Psi(x,t)$, ព្រោះ $\omega = \frac{\hbar k^2}{2m}$

តាមពិត $\frac{\hbar^2k^2}{2m}\Psi(x,t)$ គឺជាថាមពលស៊ីនេទិច $\mathrm{K} = \frac{\mathrm{p}^2}{2\mathrm{m}} = \frac{\hbar^2k^2}{2m}$គុណនឹងអនុគមន៍រលក។

ហើយ $\hbar\omega\Psi(x,t)$ គឺជាថាមពលសរុប $E=\hbar\omega$ គុណនឹងអនុគមន៍រលក។

ដូចនេះសមីការ (40.20)គឺថាមពលស៊ីនេទិចគុណនឹងអនុគមន៍រលក បូកថាមពលប៉ូតង់ស្យែលគុណនឹងអនុគមន៍រលក ស្មើនឹងថាមពលសរុបគុណនឹងអនុគមន៍រលក។

ត្រង់នេះគឺសមមូលទៅនឹងមេកានិកបុរាណ $K+U=E$

សមីការ $-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2\Psi(x,t)}{\partial x^2}+U(x)\Psi(x,t)=i\hbar\frac{\partial\Psi(x,t)}{\partial t}$ ត្រូវបានផ្ទៀងផ្ទាត់ដោយពិសោធន៍។

ភាពមានលំនឹង (Stationary state)

យើងបានដឹងហើយថា កញ្ចប់រលកនៃអនុគមន៍រលកភាគល្អិតសេរីមួយអាចកើតឡើងបាន លុះត្រាតែមានតម្រួតនៃរលកស៊ីនុយសូអ៊ីតដែលមានទម្រង់ $\Psi(x,t)=Ae^{i(kx-\omega t)}=Ae^{ikx}e^{-i\omega t}$

អនុគមន៍រលកស៊ីនុយសូអ៊ីតនីមួយនោះ ស្ថិតនៅក្នុងភាព ដែលមានថាមពលកំណត់ $E=\hbar\omega=\frac{\hbar^2k^2}{2m}$ និងមានប្រេកង់មុំកំណត់ $\omega=\frac{E}{\hbar}$។

គេអាចសរសេរ $\Psi(x,t)=Ae^{i(kx-\omega t)}=Ae^{ikx}e^{-i\omega t}=Ae^{ikx}e^{-iEt/\hbar}$

បើសិន ថាមពលប៉ូតង់ស្យែលខុសពីសូន្យ នោះអនុគមន៍រលកស៊ីនុយសូអ៊ីតនីមួយនេះ មិនផ្ទៀងផ្ទាត់សមីការ Schrödinger (40.20)ទេ។ ដូច្នេះ អនុគមន៍ទាំងនេះមិនអាចជាអនុគមន៍គ្រឹះសម្រាប់បង្កើតបានជារលកធំសាំញ៉ាំជាងនេះបាននោះទេ។ ទោះបីយ៉ាងណា យើងអាចសរសេរអនុគមន៍រលកសម្រាប់ភាពដែលមានថាមពលកំណត់៖ $\Psi(x,t)=Ae^{ikx}e^{-iEt/\hbar}=\psi(x)e^{-iEt/\hbar}$ (អនុគមន៍រលកអាស្រ័យពេល សម្រាប់ភាពមួយដែលមានថាមពលកំណត់)(40.21)។

យើងបានអនុគមន៍រលក $\Psi(x,t)$សម្រាប់**ភាព**ដែលមានថាមពលកំណត់គឺជាផលគុណរវាងអនុគមន៍រលកដែលមិនអាស្រ័យនឹងពេល និងកត្តា $e^{-iEt/\hbar}$។

ចំពោះភាគល្អិតសេរី អនុគមន៍រលកស៊ីនុយសូអ៊ីត $\psi(x)=Ae^{ikx}$

ភាព(state)ដែលមានថាមពលកំណត់គឺមានសារៈសំខាន់ណាស់ក្នុងមេកានិកកង់ទិច។

ឧទាហរណ៍៖សម្រាប់កម្រិតនីវ៉ូថាមពលនីមួយៗក្នុងអាតូមអ៊ីដ្រូសែន វាមានអនុគមន៍រលកជាក់លាក់ផ្សេងគ្នា។ សម្រាប់អាតូមមួយ វាអាចស្ថិតនៅក្នុងភាពដែលមិនមានថាមពលកំណត់។ អនុគមន៍រលកដែលត្រូវនឹងភាពនេះគឺជាផ្តុំរវាងអនុគមន៍រលកដែលមានថាមពលកំណត់ជាក់លាក់។ លក្ខណៈនេះគឺស្រដៀងនឹងកញ្ចប់រលកនៃភាគល្អិតសេរីដែលជាតម្រួតនៃអនុគមន៍រលកស៊ីនុយសូអ៊ីតដែលមានថាមពលកំណត់សមីការ(40.19)។ ភាពដែលមានថាមពលកំណត់នោះត្រូវបានគេហៅថា ភាពមានលំនឹង (Stationary state) ។

យើងគុណ $\Psi(x,t)=\psi(x)e^{-iEt/\hbar}$ និងកុំផ្លិចឆ្លាស់របស់វា $\Psi^*(x,t)$ ដើម្បីរកដង់ស៊ីតេប្រូបាប។

គេបាន $|\Psi(x,t)|^2=\Psi(x,t)\Psi^*(x,t)=\left[\psi(x)e^{-iEt/\hbar}\right]\left[\psi^*(x)e^{iEt/\hbar}\right]=|\psi(x)|^2$ (40.22)

ដោយសារ $|\psi(x)|^2$ មិនអាស្រ័យនឹងពេល ហើយសមីការ (40.22)បានបង្ហាញថាដង់ស៊ីតេប្រូបាប $|\Psi(x,t)|^2$ក៏មិនអាស្រ័យទៅនឹងពេលដែរ។

ភាពមិនអាស្រ័យនឹងពេលនៃប្រូបាបនេះគឺសម្រាប់កំណត់ពាក្យ ភាពមានលំនឹង (Stationary state) ចំពោះភាពដែលមានថាមពលកំណត់។

ប្រយ័ត្ន៖ ភាពមានលំនឹងនេះ មិនមានន័យថាភាគល្អិតមានលំនឹងនៅស្ងៀមនោះទេ។ តាមពិតគឺជាដង់ស៊ីប្រូបាបទេដែលថេរដែលអាចរកឃើញភាគល្អិតនៅគ្រប់ទីកន្លែង។ ភាពមានលំនឹងគឺនៅត្រង់នីវ៉ូថាមពលកំណត់មិនអាស្រ័យនឹងពេល (ឧ.ស្រទាប់នីមួយៗរបស់អាតូមប៊ រ)។

សមីការ Schrödinger៖ $-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2\Psi(x,t)}{\partial x^2}+U(x)\Psi(x,t)=i\hbar\frac{\partial\Psi(x,t)}{\partial t}$ មានលក្ខណៈងាយសម្រាប់ភាពលំនឹង។ ដើម្បីបកស្រាយ យើងយក $\Psi(x,t)=\psi(x)e^{-iEt/\hbar}$

ជំនួសក្នុង $-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2\Psi(x,t)}{\partial x^2}+U(x)\Psi(x,t)=i\hbar\frac{\partial\Psi(x,t)}{\partial t}$

គេបាន $-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial[\psi(x)]}{\partial x^2}e^{-iEt/\hbar}+U(x)\psi(x)e^{-iEt/\hbar}=i\hbar\left(-i\frac{E}{\hbar}\right)\left[\psi(x)e^{-iEt/\hbar}\right]$

អាចសរសេរ $-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial[\psi(x)]}{\partial x^2}e^{-iEt/\hbar}+U(x)\psi(x)e^{-iEt/\hbar}=E\psi(x)e^{-iEt/\hbar}$

យើងបាន $-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial[\psi(x)]}{\partial x^2}+U(x)\psi(x)=E\psi(x)$ (សមីការ Schrödingerមិនអាស្រ័យនឹងពេល) (40.23)

យើងនឹងដោះស្រាយសមីការនេះ ដើម្បីរកអនុគមន៍រលក $\psi(x)$និងថាមពល Eនៅលើស្រទាប់នីមួយៗ។

ឧទាហរណ៍ទី៨៖ សន្មតថាមានអនុគមន៍រលក $\psi(x)=A_1e^{ikx}+A_2e^{-ikx}$ ដែល(k)មានតម្លៃវិជ្ជមាន។ តើអនុគមន៍រលកមិនអាស្រ័យនឹងពេលនេះត្រឹមត្រូវសមស្របតាងឱ្យភាគល្អិតសេរីមានលំនឹងដែរឬទេ? តើវាមានថាមពលប៉ុន្មានដែលត្រូវគ្នានឹងអនុគមន៍រលកនេះ?

ដំណោះស្រាយ

ការកំណត់អត្តសញ្ញាណនិងការរៀបចំប្លង់ដោះស្រាយលំហាត់៖

អនុគមន៍រលកមានលំនឹងហើយត្រឹមត្រូវដើម្បីតាងឱ្យភាគល្អិតមួយត្រូវតែផ្ទៀងផ្ទាត់សមីការស្រូឌីងគ័រដែលមិនអាស្រ័យនឹងពេល$U(x) = 0$។ ដើម្បីធ្វើតេស្តមើល ថាតើវាជាអនុគមន៍សមស្របសម្រាប់តាងភាគល្អិតឬទេ យើងត្រូវជំនួស $\psi(x)$ចូលក្នុងសមីការស្រូឌីងគ័រដោយជំនួសចូលនៅអង្គខាងឆ្វេង។

បើសិនលទ្ធផលគឺជាផលគុណរវាងតម្លៃថេរគុណនឹងអនុគមន៍រលក $\psi(x)$ នោះអនុគមន៍រលកពិតជាចម្លើយនៃសមីការ ចំណែកឯតម្លៃថេរនោះគឺជាថាមពលរបស់ភាគល្អិតE។

ការគណនា៖

ជំនួសអនុគមន៍រលក $\psi(x) = A_1 e^{ikx} + A_2 e^{-ikx}$ និង $U(x) = 0$ ចូលក្នុងសមីការស្រូឌីងគ័រ។

យើងទទួលបាន$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} = -\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2(A_1 e^{ikx}+A_2 e^{-ikx})}{dx^2}$

យើងទទួលបាន$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} = -\frac{\hbar^2}{2m}\left[(ik)^2 A_1 e^{ikx} + (-ik)^2 A_2 e^{-ikx}\right]$

យើងទទួលបាន$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}\left(A_1 e^{ikx} + A_2 e^{-ikx}\right) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}\ \psi(x)$

សំណួរត្រិះរិះ៖ តើកញ្ចប់រលកដែលមានរាង $\Psi(x,t) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(k) e^{i(kx-\omega t)} dk$ អាចតំណាងឱ្យភាពមានលំនឹងឬទេ?

២.២.ភាគល្អិតក្នុងប្រអប់

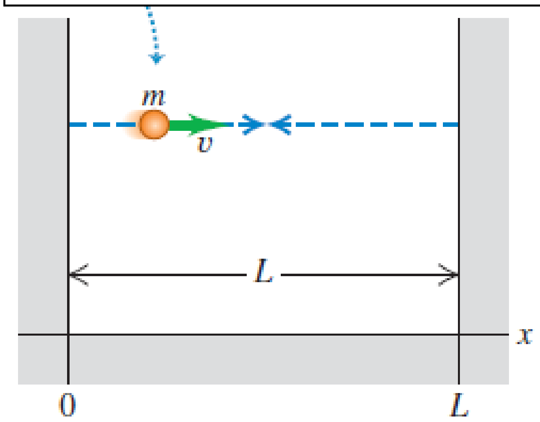
បញ្ហាសំខាន់ក្នុងមេកានិកកង់ទិចគឺរបៀបប្រើប្រាស់សមីការ Schrödinger មិនអាស្រ័យនឹងពេលដើម្បីកំណត់នីវ៉ូថាមពលកំណត់មួយដែលអាចកើតមាន និងអនុគមន៍រលករបស់វាសម្រាប់ប្រព័ន្ធណាមួយ។ បញ្ហាគ្រឺះគឺបើសិនគេឱ្យអនុគមន៍ថាមពលប៉ូតង់ស្យែល $U(x)$។ ចូរកំណត់អនុគមន៍រលកដែលមានភាពលំនឹង $\psi(x)$និងថាមពល E របស់វាដែលត្រូវនឹងភាពលំនឹងនោះ? នៅផ្នែកមុន យើងបានដោះស្រាយបញ្ហានេះសម្រាប់ភាគល្អិតសេរី គេបានអនុគមន៍រលក$\psi(x) = Ae^{ikx}$ និងថាមពល $E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$។

ចំនួនរលក $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ អាចមានតម្លៃពិតណាមួយទៅតាមតម្លៃជំហានរលក។ ហេតុនេះថាមពល Eរបស់ភាគល្អិតសេរីអាចមានតម្លៃពីសូន្យទៅអានន្ត ($[0,\infty]$)។

ម្យ៉ាងទៀតគេអាចរកឃើញភាគល្អិតដោយមានប្រូបាបស្មើៗគ្នាគ្រប់តម្លៃx ពី $-\infty$ ទៅ$+\infty$។ ឥឡូវយើងសិក្សាគំរូងាយ ដែលភាគល្អិតមានទំនាញ ហេតុនេះវាមិនអាចរត់ចេញរហូតដល់អានន្តនោះទេ។ ប៉ុន្តែវាត្រូវបានគេឃាំងទុកក្នុងតំបន់កំណត់មួយក្នុងលំហ។ ប្រព័ន្ធរបស់យើងរួមមាន ភាគល្អិតមួយត្រូវឃាំងដោយជញ្ជាំងរឹងមាំពីរហើយឃ្លាតគ្នាចម្ងាយ L (ដូចរូបខាងក្រោម) (ដូចរូប 40.8) ។ ចលនាតាម១វិមាត្រ ហើយភាគល្អិតផ្លាស់ទីបណ្តោយអ័ក្ស xតែមួយគត់ ហើយជញ្ជាំងទាំងពីរដែលមួយស្ថិតនៅត្រង់ $x = 0$ ហើយមួយទៀតស្ថិតនៅត្រង់ $x = L$។

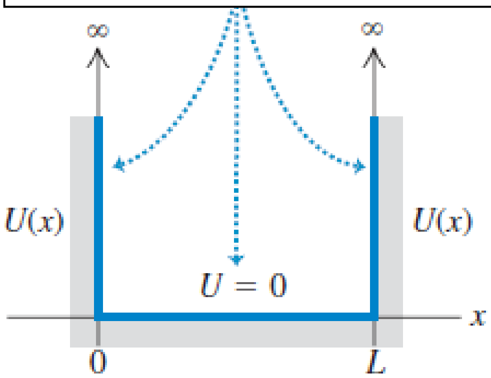
ថាមពលប៉ូតង់ស្យែលនៃភាពរឹងមាំជញ្ជាំងទាំងពីរគឺធំអានន្ត ហេតុនេះភាគល្អិតមិនអាចរត់ចេញបាន។ ហើយថាមពលប៉ូតង់ស្យែលស្មើសូន្យ នៅចន្លោះជញ្ជាំង (ដូចរូប 40.9)។ ស្ថានភាពបែបនេះ គេហៅថា ភាគល្អិតស្ថិតក្នុងប្រអប់។ គំរូបែបនេះសម្រាប់តាងឱ្យអេឡិចត្រុងមួយដែលផ្លាស់ទីដោយសេរីក្នុងម៉ូលេគុលត្រង់វែងមួយ ឬតាមបណ្តោយខ្សែស្តើងមួយ។

ភាគល្អិតមួយដែលមានម៉ាសmផ្លាស់ទីតាមបណ្តោយខ្សែត្រង់ដោយល្បឿនថេរ ហើយបានទង្គិចខ្ទាតទៅមកៗរវាងផ្ទៃជញ្ជាំងរឹងពីរដែលនៅចម្ងាយពីគ្នាL។



រូបទី១.១៦.តំណាងភាគល្អិតញូតុន (ភាគល្អិតបុរាណ)ដែលនៅក្នុងប្រអប់។

ថាមពលប៉ូតង់ស្យែល$U = 0$នៅចន្លោះ($0 < x < L$)ហើយមានតម្លៃមិនអាចកំណត់បាននៅផ្នែកខាងក្រៅចន្លោះនេះ។



រូបទី១.១៧.អនុគមន៍ថាមពលប៉ូតង់ស្យែលសម្រាប់ភាគល្អិតក្នុងប្រអប់។

អនុគមន៍រលកសម្រាប់ភាគល្អិតមួយក្នុងប្រអប់

ដើម្បីដោះស្រាយសមីការស្រ្ទឹងគ័រ (Schrödinger) សម្រាប់ប្រព័ន្ធនេះ យើងចាប់ផ្តើមពីការកំណត់អនុគមន៍រលកដែលមានភាពលំនឹងរបស់ភាគល្អិតជាមុនសិន $\psi(x)$។ ដោយសារភាគល្អិតត្រូវបានឃាំងក្នុងចន្លោះ $0 \le x \le L$ នោះយើងរំពឹងថាដង់ស៊ីតេប្រូបាបគឺ

$|\Psi(x,t)|^2 = |\psi(x)|^2$ ហើយអនុគមន៍ $\psi(x) = 0$ នៅផ្នែកខាងក្រៅនៃចន្លោះនេះ។

ការសន្មតនេះផ្ទៀងផ្ទាត់សមីការ Schrödinger បើសិនតួ $U(x)\psi(x)$ មានតម្លៃកំណត់មួយ។ ម្យ៉ាងវិញទៀត $\psi(x)$ ត្រូវតែជាអនុគមន៍ជាប់ ដើម្បីក្លាយជាចម្លើយដ៏ត្រឹមត្រូវនៃសមីការ Schrödinger។ នេះមានន័យថា $\psi(x) = 0$ នៅត្រង់ព្រំប្រទល់ $x = 0$ និង $x = L$។ លក្ខ័ណ្ឌទាំងពីរនេះគេហៅថា លក្ខ័ណ្ឌព្រំប្រទល់(boundary condition)។ លក្ខ័ណ្ឌបន្ថែមគឺគណនាដេរីវេទី២ $\frac{d^2\psi(x)}{dx^2}$ ។ ប៉ុន្តែដំបូងដេរីវេ $\frac{d\psi(x)}{dx}$ បានជាអនុគមន៍ជាប់ លើកលែងតែនៅត្រង់ចំនុចដែលថាមពលប៉ូតង់ស្យែលអានន្ត(ដូចនៅត្រង់ជញ្ជាំងទាំងពីរនៃប្រអប់)។ លក្ខ័ណ្ឌនេះស្រដៀងនឹងរលកលើខ្សែដូចរូប(40.10)ដែលមិនមានថ្នាំងនៅពេល($n = 1$)(ដែលថ្នាំងជាភាពដាច់របស់ដេរីវេទី១នៃអនុគមន៍រលក) លើកលែងតែនៅចុងសងខាងខ្សែដែលមានថ្នាំង។ ឥឡូវយើងដោះស្រាយរកអនុគមន៍រលកក្នុងតំបន់ចន្លោះ $0 \leq x \leq L$ (តំបន់ $U(x) = 0$)។

ហេតុនេះអនុគមន៍រលកក្នុងចន្លោះនេះត្រូវផ្ទៀងផ្ទាត់ $-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} = E\psi(x)$(ភាគល្អិតក្នុងប្រអប់) (40.25) សមីការ(40.25)មានរាងដូចសមីការ Schrödinger ចំពោះភាគល្អិតសេរីដែរ។

យើងបានអនុគមន៍រលកគឺ$\psi(x)$ និងថាមពលគឺE។ អនុគមន៍រលក$\psi(x)$ផ្ទៀងផ្ទាត់សមីការ Schrödingerដែល $U(x) = 0$ ពិតជាត្រឹមត្រូវ។ ហើយវាជាអនុគមន៍ជាប់ ចំណែកដេរីវេទី១ក៏ជាអនុគមន៍ជាប់ $\frac{d\psi(x)}{dx} = \frac{d[Ae^{ikx}]}{dx} = ikAe^{ikx}$។

ប៉ុន្តែអនុគមន៍រលកនេះមិនផ្ទៀងផ្ទាត់លក្ខ័ណ្ឌព្រំប្រទល់ដែល $\psi(x) = 0$ នៅចន្លោះ $0 \leq x \leq L$ ពីព្រោះ បើ $x = 0$ នោះ $\psi(x) = A$ ហើយបើ $x = \mathrm{L}$ នោះ $\psi(x) = Ae^{ikL}$

ហេតុនេះ $\psi(x) = 0$ បើ $A = 0$។

បើ $x = 0$ នោះ $\psi(x) = A$ ហើយបើ $x = \mathrm{L}$ នោះ $\psi(x) = Ae^{ikL}$

ហេតុនេះអនុគមន៍រលកអាចស្មើសូន្យ $\psi(x) = 0$ បើ $A = 0$។ ដូចនេះមិនមានភាគល្អិតកើតឡើងទេ។

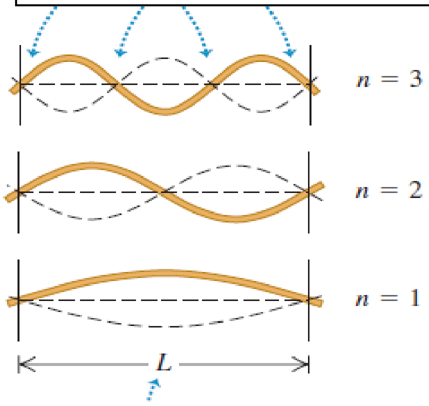
បញ្ហាទាំងពីរនេះពិបាកក្នុងការសម្រេចណាស់ ដោយសារវាមិនស៊ីសង្វាក់គ្នា។ ដើម្បីដោះស្រាយបញ្ហានេះ យើងត្រូវរំលឹកមេរៀនមុន អំពីចម្លើយទូទៅនៅភាពមានលំនឹងរបស់សមីការ Schrödingerដែលមិនអាស្រ័យពេល ហើយ $U(x) = 0$ គឺ $\psi(x) = A_1e^{ikx} + A_2e^{-ikx}$ (40.26)

អនុគមន៍រលកនេះជាតម្រួតនៃអនុគមន៍ពីរៈ មួយផ្លាស់ទីតាមទិសដៅវិជ្ជមានរបស់អ័ក្ស x ចំណែកមួយទៀតតាមទិសដៅអវិជ្ជមានរបស់អ័ក្ស x ប៉ុន្តែមានអំព្លីទុតខុសគ្នា។ ស្ថានភាពនេះស្រដៀងនឹងរលកជញ្ជុំលើខ្សែដូចក្នុងរូបទី(១.១៨)ដែលជាតម្រួតនៃរលកស៊ីនុយសូអ៊ីតពីរផ្លាស់ទីតាមទិសដៅផ្ទុយគ្នា។

ចំណែកថាមពលសម្រាប់សមីការ(40.10)គឺ$E = \frac{\hbar^2k^2}{2m}$ ដូចរលកតែមួយដែរពីព្រោះ k ស្មើគ្នា។

យើងសង្កេតបន្តទៀតថា តើអនុគមន៍រលក $\psi(x) = A_1e^{ikx} + A_2e^{-ikx}$ ផ្ទៀងផ្ទាត់លក្ខ័ណ្ឌព្រំប្រទល់ឬទេ ?

ចុងនីមួយៗគឺជាថ្នាំងហើយមានថ្នាំង$(n-1)$បន្ថែមទៀតរវាងចុងរបស់វា។



រូបទី១.១៨.ម៉ូដធម្មតានៃលំញ័រខ្សែដែលមានប្រវែង L ហើយចុងទាំងសងខាងត្រូវបានចងជាប់។

គេអាចសរសេរជាទម្រង់ Eurler: $\psi(x) = A_1(coskx + isinkx) + A_2[\cos(-kx) + i\sin(-kx)]$

ឬ $\psi(x) = A_1(coskx + isinkx) + A_2(coskx - isinkx) = (A_1 + A_2)coskx + i(A_1 - A_2)sinkx$ (40.27)

នៅត្រង់ $x = 0$ នោះ $\psi(x) = 0$ ដើម្បីផ្ទៀងផ្ទាត់លក្ខ័ណ្ឌព្រំប្រទល់ គេបាន $\psi(0) = A_1 + A_2 = 0$

នោះ $A_2 = -A_1$ គេបាន សមីការ (40.27)មានរាង $\psi(x) = 2iA1\, sinkx = C\, sinkx$ (40.28)

យើងអាចផ្ទៀងផ្ទាត់លក្ខ័ណ្ឌទី២នៃព្រំប្រទល់ត្រង់ $x = L$ ដើម្បីឱ្យ $\psi(x) = 0$ ដោយជ្រើសរើសតម្លៃនៃចំនួនរលក $kL = n\pi$ ($n = 1,2,3,4, \dots \dots$)។

គេទាញបាន អនុគមន៍រលកក្នុងសមីការ (40.28)បានផ្តល់អនុគមន៍រលកដែលមានភាពលំនឹងចំពោះភាគល្អិតក្នុងប្រអប់ដែលនៅចន្លោះ $0 \le x \le L$ (ផ្នែកខាងក្រៅតំបន់នេះ $\psi(x) = 0$) ។

យើងទាញបាន ចំនួនរលក និងជំហានរលក: $k = \frac{n\pi}{L}$, $\lambda = \frac{2\pi}{k} = \frac{2L}{n}$ ($n = 1,2,3,4, \dots$)។

នោះ $L = \frac{n\lambda}{2}$ ដូចរលកលើខ្សែដែរ(រូប40.10)។

នីវ៉ូថាមពលសម្រាប់ភាគល្អិតក្នុងប្រអប់

នីវ៉ូថាមពលដែលអាចមានសម្រាប់ភាគល្អិតក្នុងប្រអប់គឺ $E = \frac{\hbar^2k^2}{2m} = \frac{p^2}{2m}$, $p = \hbar k = \frac{2\pi\hbar}{\frac{2\pi}{k}} = \frac{h}{\lambda}$ គឺជាតម្លៃបរិមាណចលនានៃភាគល្អិតសេរី។

លទ្ធផលនេះគឺមានន័យគ្រប់គ្រាន់ពីព្រោះនៅចន្លោះ $0 \leq x \leq L$ ថាមពលប៉ូតង់ស្យែល $U(x) = 0$ (ភាគល្អិតសេរី)។

តម្លៃនីមួយៗនៃ $n = 1,2,3,4, \dots$ សម្រាប់តាងតម្លៃផ្សេងៗគ្នានៃ p_n, λ_n , E_n

យើងបាន $p_n = \frac{h}{\lambda_n} = \frac{nh}{2L}$ (40.30)

ដូចនេះគេបាននីវ៉ូថាមពលក្នុងប្រអប់គឺ $E = \frac{p_n^2}{2m} = \frac{n^2h^2}{8mL^2} = \frac{n^2\pi^2\hbar^2}{2mL^2}$ $(n = 1,2,3,4, \dots)$ (40.31)

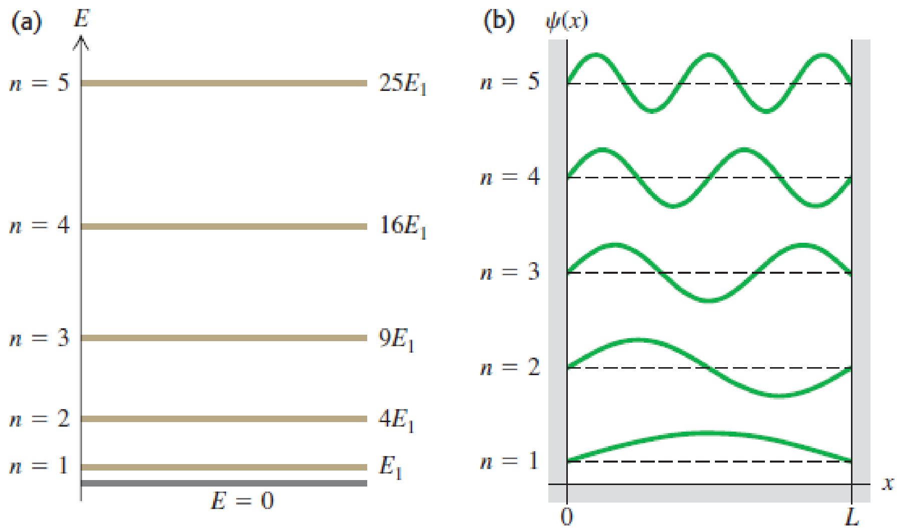
នីវ៉ូថាមពលនីមួយៗមានតម្លៃចំនួនកង់ទិចផ្ទាល់ n និងអនុគមន៍រលកផ្ទាល់ដែលតាងដោយ $\psi_n(x)$

នោះ $\psi(x) = C\, sinkx = C \sin\left(\frac{n\pi}{L}x\right), k = \frac{n\pi}{L}$ $(n = 1,2,3,4, \dots)$(40.32)

ដ្យាក្រាមនីវ៉ូថាមពលដូចរូប(40.11a) បង្ហាញពីនីវ៉ូទាបជាងគេចំនួន៥សម្រាប់ភាគល្អិតក្នុងប្រអប់។

នីវ៉ូថាមពល សមាមាត្រទៅនឹង n^2 ហេតុនេះគម្លាតពីនីវ៉ូថាមពលមួយទៅមួយទៀតកាន់តែធំទៅៗ។

មានចំនួននីវ៉ូថាមពលច្រើនអានន្ត ពីព្រោះប្រអប់នេះរឹងមាំខ្លាំងណាស់ ទោះបីភាគល្អិតដែលមានថាមពលស៊ីនេទិចធំប៉ុណ្ណាក៏មិនអាចចេញរួចពីប្រអប់នេះដែរ។ ចំណែករូប (40.11b)បង្ហាញពីដ្យាក្រាមអនុគមន៍រលក $\psi_n(x)$ សម្រាប់$(n = 1,2,3,4,5)$ មានលក្ខណៈដូចគ្នានឹងរលកជញ្ជ្រុំក្នុងរូប (40.10)។



រូបទី១.១៩.(a)ដ្យាក្រាមនីវ៉ូថាមពលសម្រាប់ភាគល្អិតក្នុងប្រអប់។ ថាមពលនីមួយៗគឺn^2E_1 ដែលE_1ជានីវ៉ូគ្រឹះ។ (b)អនុគមន៍រលកសម្រាប់ភាគល្អិតក្នុងប្រអប់ដែល $n = 1,2,3,4,5$។ ប្រយ័ត្នះក្រាបទាំង៥ត្រូវបានផ្លាស់ទីតាមអ័ក្សឈរដូចបង្ហាញក្នុងរូបទី១.១៩(b)។ ចំណែកខ្សែដាច់ៗតាមអ័ក្សដេកតំណាងឱ្យ$\psi = 0$ សម្រាប់អនុគមន៍នីមួយៗ។

ប្រយ័ត្ន៖ ភាគល្អិតមួយក្នុងប្រអប់មិនអាចមានថាមពលសូន្យបានទេ។

តាមរូបមន្ត $E=\frac{n^2\pi^2\hbar^2}{2mL^2}$ បង្ហាញថា បើ $E=0$ លុះត្រាតែ $n=0$ ហើយបើយក $n=0$ ជំនួសក្នុងអនុគមន៍រលក $\psi(x)=C\sin\left(\frac{n\pi}{L}x\right)=0$ ដោយសារអនុគមន៍រលកតាងឱ្យភាគល្អិតមិនអាចសូន្យបានទេ។ ដូច្នេះភាគល្អិតក្នុងប្រអប់មិនអាចមានថាមពលសូន្យទេ (ហេតុនេះ $n\neq 0$)។ លទ្ធផលនេះជាវិបាកនៃគោលការណ៍មិនជាក់លាក់ Heisenberg: ភាគល្អិតដែលមានភាពថាមពលសូន្យគួរតែមានបរិមាណចលនាកំណត់មួយ(គឺសូន្យដែរ) នោះមិនមានតម្លៃមិនជាក់លាក់ $\Delta p=0$ នោះ Δxធំអានន្តដែលយើងអាចរកឃើញភាគល្អិតគ្រប់ទីកន្លែងលើអ័ក្សx ($-\infty,+\infty$)។ ប៉ុន្តែវាមិនអាចទៅរួចទេដោយសារភាគល្អិតនៅជាប់ឃាំងក្នុងប្រអប់ ហេតុនេះគេអាចរកឃើញវាតែនៅក្នុងចន្លោះ $0\leq x\leq L$ ប៉ុណ្ណោះ។ ដូចនេះ $E=0$ មិនអនុញ្ញាតិឱ្យកើតមានឡើយ។

ផ្ទុយទៅវិញ អនុគមន៍រលកដែលមានភាពលំនឹងអាចមាន $(n=1,2,3,4,\dots)$មិនតំណាងឱ្យភាពដែលមានបរិមាណចលនាកំណត់នោះទេ។ តាមពិតភាពនីមួយៗគឺជាការចូលរួមពាក់កណ្តាលស្មើគ្នារវាង

ភាព $+p_n=\frac{nh}{2L}$ និងភាព $-p_n=-\frac{nh}{2L}$។ ហេតុនេះភាពលំនឹងនីមួយៗមានភាពមិនជាក់លាក់បរិមាណចលនាជាក់លាក់មួយខុសពីសូន្យ $\Delta p\neq 0$ ដែលត្រូវគ្នានឹងភាពមិនជាក់លាក់ទីតាំងកំណត់ $\Delta x\neq 0$ ។

ឧទាហរណ៍ទី៩៖ (អេឡិចត្រុងដែលស្ថិតនៅក្នុងប្រអប់មួយមានទំហំប៉ុនទំហំអាតូម)

ចូររកនីវ៉ូថាមពលពីរដំបូងសម្រាប់អេឡិចត្រុងមួយត្រូវបានឃុំជាប់នៅក្នុងប្រអប់តាម១វិមាត្រដែលមានប្រវែង$5.0\times 10^{-10}m$(ប្រហែលនឹងអង្កត់ផ្ចិតរបស់អាតូម)។

ដំណោះស្រាយ

ការកំណត់អត្តសញ្ញាណនិងការរៀបចំប្លង់ដោះស្រាយ៖

លំហាត់នេះយើងត្រូវប្រើរូបមន្តភាគល្អិតនៅក្នុងប្រអប់ នីវ៉ូថាមពលពីរដំបូងគេត្រូវនឹងតម្លៃ$n=1$ និង$n=2$។

ការគណនា៖

តាមរូបមន្តថាមពល $E_1=\frac{1^2h^2}{8mL^2}=\frac{\left(6.626\times 10^{-34}\right)^2}{8\times 9.109\times 10^{-31}(5.0\times 10^{-10})^2}=2.4\times 10^{-19}\mathrm{J}=1.5\mathrm{eV}$

យើងបាន$E_2=\frac{2^2h^2}{8mL^2}=\frac{4\left(6.626\times 10^{-34}\right)^2}{8\times 9.109\times 10^{-31}(5.0\times 10^{-10})^2}=9.6\times 10^{-19}\mathrm{J}=6.0\mathrm{eV}$

វាយតម្លៃ៖

ភាពខុសគ្នារវាងនីវ៉ូថាមពលទាំងពីរដំបូងគឺ($E_2 - E_1 = 4.5\text{eV}$)។ អេឡិចត្រុងមួយត្រូវបានគេឃុំនៅក្នុងប្រអប់មួយមិនដូចគ្នាទៅនឹងអេឡិចត្រុងមួយរងទំនាញក្នុងអាតូមនោះទេ។ ប៉ុន្តែយើងធានាថាលទ្ធផលនឹងមានតម្លៃក្នុងលំដាប់ប្រហាក់ប្រហែលគ្នាទៅនឹងផលសងរវាងនីវ៉ូថាមពលអាតូមជាក់ស្តែង។

អ្នកអាចបង្ហាញផងដែរថាប្រូតុងមួយឬណឺត្រុងមួយមានម៉ាស($m = 1.67 \times 10^{-27} kg$)ត្រូវបានគេឃុំក្នុងប្រអប់មួយដែលមានប្រវែង$1.1 \times 10^{-14} m$(ទំហំទទឹងនៃណ្វៃយ៉ូអាតូមមធ្យម) ថាមពលនៃនីវ៉ូដំបូងពីរត្រូវមានតម្លៃធំជាងប្រហែល១លានដង៖ $E_1 = 1.7 \times 10^6 \text{eV} = 1.7\ \text{MeV}$។ ចំណែកនីវ៉ូថាមពលមួយទៀត $E_2 = 4E_1 = 4 \times 1.7 \times 10^6 \text{eV} = 6.8\ \text{MeV}$។

យើងបានផលដក($E_2 - E_1 = 5.1\text{MeV}$)។ លទ្ធផលនេះបានបង្ហាញថា ប្រតិកម្មនុយក្លេអ៊ែរ(មានការប្តូរភាពរវាងនីវ៉ូថាមពលក្នុងណ្វៃយ៉ូ)បានបញ្ចេញថាមពលខ្ពស់ជាងប្រតិកម្មគីមី(មានការប្តូរភាពរវាងនីវ៉ូថាមពលក្នុងអាតូម)។

នៅចុងបញ្ចប់ អ្នកអាចបង្ហាញថានីវ៉ូថាមពលនៃគ្រាប់ប៊ីយ៉ា(billiard ball)ដែលមានម៉ាស $0.2kg$ ត្រូវបានឃុំនៅក្នុងប្រអប់មួយដែលមានប្រវែងជ្រុង($1.3m$)ឬជាប្រវែងទទឹងរបស់តុប៊ីយ៉ា។ នីវ៉ូថាមពលមានតម្លៃចន្លោះនីវ៉ូប្រហែល$5 \times 10^{-67} \text{J}$។ ដូច្នេះ ផលមេកានិកកង់ទិចមិនរំខានដល់ល្បែងប៊ីយ៉ាទេ។

ប្រូបាប និងន័រមេលឡាយសេស៊ិនឬនិយាមកម្ម(Normalization)

យើងសង្កេតមើលអនុគមន៍រលកក្នុងប្រអប់តាមមួយវិមាត្រ $\psi(x)$។

យើងបានប្រូប្រាប $|\psi(x)|^2 dx$ សមាមាត្រទៅនឹងប្រូបាបដែលអាចរកឃើញភាគល្អិតនៅចន្លោះយ៉ាងតូច dx។ សម្រាប់ភាគល្អិតក្នុងប្រអប់ $|\psi(x)|^2 dx = C^2 \sin^2\left(\frac{n\pi x}{L}\right) dx$

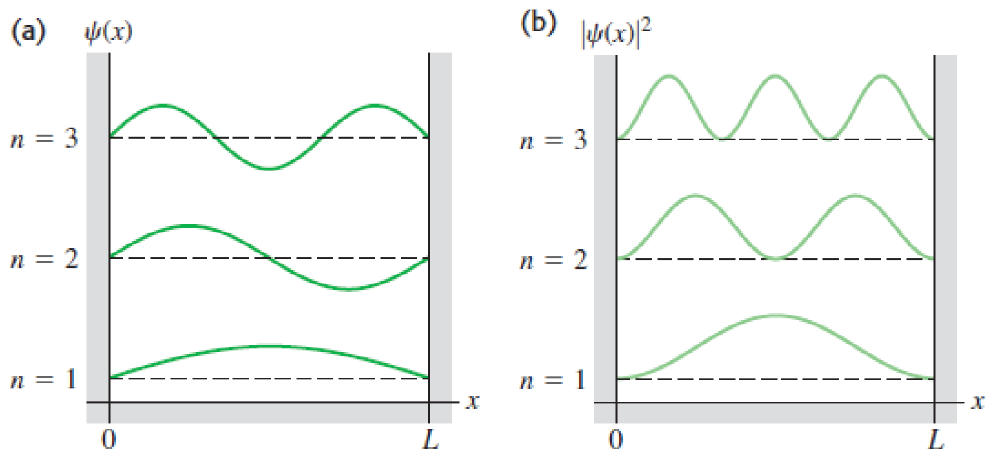
រូប(១.២០)បង្ហាញពីដ្យាក្រាម $|\psi(x)|^2$ និង $\psi(x)$ សម្រាប់ $n = 1,2,3$

ចងចាំថា៖ ប្រូបាបដែលអាចរកឃើញភាគល្អិតមិនមានតម្លៃស្មើគ្នាគ្រប់ទីតាំងនោះទេ។ ប៉ុន្តែតាមមេកានិកបុរាណប្រូបាបដែលអាចរកឃើញភាគល្អិតមានតម្លៃស្មើគ្នាគ្រប់ទីតាំងនៅចន្លោះ $0 \le x \le L$

យើងឃើញក្នុងរូប (១.២០b)ដែល $|\psi(x)|^2 = 0$ នៅត្រង់កន្លែងមួយចំនួន។ ហេតុនេះប្រូបាបស្មើសូន្យនៅត្រង់កន្លែងទាំងនោះ។ គោលការណ៍មិនដាក់លាក់បានបង្ហាញយើងថា គេមិនអាចវាស់ទីតាំងដាក់លាក់បានត្រឹមត្រូវនោះទេ វាតែងតែមានកម្រិតល្អៀង។ ភាគល្អិតអាចមានទីតាំងដាក់លាក់(localized)នៅត្រង់ទីតាំងណាមួយនៅចន្លោះ $0 \le x \le L$។

បើសិនភាគល្អិតស្ថិតនៅគ្រប់ទីកន្លែងលើអ័ក្សx នៅចន្លោះ $(x = -\infty,\ x = +\infty)$។ នោះផលបូកប្រូបាបចំពោះគ្រប់ប្រវែង dx គ្រប់ទីកន្លែង(ប្រូបាបសរុបដែលអាចរកឃើញភាគល្អិត)ស្មើ1។

លក្ខណ្ឌនេះហៅថានិយាមកម្ម(Normalization)៖ $\int_{-\infty}^{+\infty} |\psi(x)|^2 dx = 1$ (40.33)



រូបទី១.២០.(a)ក្រាបអនុគមន៍ $\psi(x)$(b)ក្រាប$|\psi(x)|^2$សម្រាប់អនុគមន៍រលកបីដំបូងគេ ($n = 1,2,3$)សម្រាប់ភាគល្អិតមួយនៅក្នុងប្រអប់។ ខ្សែដេកដាច់ៗតំណាងឱ្យ $\psi(x) = 0$និង $|\psi(x)|^2 = 0$សម្រាប់នីវ៉ូថាមពលនីមួយៗ។ ផលគុណ$|\psi(x)|^2dx$នៅត្រង់ចំនុចនីមួយៗជាប្រូបាបដែលរកឃើញភាគល្អិតក្នុងចន្លោះប្រវែងយ៉ាងខ្លីdxក្បែរចំនុចនេះ។ ដូចបង្ហាញក្នុងរូបទី ១.១៩(b)ក្រាបទាំងបីក្នុងផ្នែកនីមួយៗត្រូវបានផ្លាស់ទីតាមអ័ក្សឈរដើម្បីឱ្យងាយមើល។

អនុគមន៍រលកមួយន័រមលឡាយ(Normalized)លុះត្រាតែវាមានតម្លៃថេរ C មួយដូចក្នុងសមីការ $\psi(x) = C\sin\left(\frac{n\pi}{L}x\right)$ ដែលត្រូវបានគេគណនាសម្រាប់ធ្វើឱ្យប្រូបាសរុបស្មើ 1 ដូចក្នុងសមីការ (40.33)។

ចំពោះអនុគមន៍រលកមួយដែលន័រមលឡាយ នោះតម្លៃនៃ $|\psi(x)|^2dx$ គឺស្មើនឹងប្រូបាបដែលរលកឃើញភាគល្អិតនៅចន្លោះx និង $x + dx$។ ហេតុនេះហើយបានជាគេហៅ $|\psi(x)|^2$ថាជាដង់ស៊ីតេប្រូបាប។ នៅផ្នែកមុន គេហៅ $|\Psi(x)|^2$ ថាជាដង់ស៊ីតេប្រូបាបដែរ។ ចំពោះករណីអនុគមន៍រលកដែលមានភាពលំនឹង $|\Psi(x)|^2 = |\psi(x)|^2$។ ឥឡូវយើងន័រមលឡាយ អនុគមន៍រលកនៃភាគល្អិតក្នុងប្រអប់ $\psi(x) = C\sin\left(\frac{n\pi}{L}x\right)$។ ដោយ $\psi(x) = 0$ គ្រប់ទីកន្លែងលើកលែងតែនៅចន្លោះ $0 \le x \le L$។

គេបាន $\int_0^L C^2\sin^2\left(\frac{n\pi}{L}x\right)dx = 1$ (40.34)

ដោយ $\sin^2\theta = \frac{1}{2}(1 - cos2\theta)$ នោះ $\int_0^L C^2\sin^2\left(\frac{n\pi}{L}x\right)dx = \frac{C^2L}{2}$

ដោយ $\int_0^L C^2\sin^2\left(\frac{n\pi}{L}x\right)dx = 1$ នោះគេទាញបាន $\frac{C^2L}{2} = 1,\ C = \sqrt{\frac{2}{L}}$ (មិនមែនតម្លៃថែជន្យទេ)។

លទ្ធផលនេះផ្ទុយពីលំយោលខ្សែតាមមេកានិកបុរាណដែល Cជាអំព្លីទុតដែលអាស្រ័យនឹងលក្ខ័ណ្ឌដើម។

ដូច្នេះគេបានអនុគមន៍រលកដែលមានភាពលំនឹងហើយន័រមលឡាយ(និយាមកម្ម)គឺ

$\psi(x) = \sqrt{\frac{2}{L}}\sin\left(\frac{n\pi}{L}x\right)$ ($n = 1,2,3,4, \ldots$) (ភាគល្អិតក្នុងប្រអប់)។

ឧទាហរណ៍ទ១០៖ (តើអាចមានអនុគមន៍រលកមិនស៊ីនុយសូអ៊ីតដែរឬទេ ?)

ក.បង្ហាញថាអនុគមន៍$\psi(x) = Ax + B$ ដែល Aនិង Bជាតម្លៃថេរ ហើយជាចម្លើយនៃសមីការស្រូឌីងគ័រសម្រាប់នីវ៉ូថាមពល $E = 0$ នៃភាគល្អិតមួយក្នុងប្រអប់។ ខ.ចូររកលក្ខ័ណ្ឌកំណត់លើតម្លៃថេរ Aនិង B ក្នុងព្រំប្រទល់($x = 0$ និង $x = L$) ។

ដំណោះស្រាយ

ការកំណត់អត្តសញ្ញាណនិងការរៀបចំប្លង់ដោះស្រាយលំហាត់៖

ដើម្បីមានហេតុផលត្រឹមត្រូវតាមរូបវិទ្យា អនុគមន៍រលកមួយត្រូវតែផ្ទៀងផ្ទាត់សមីការស្រូឌីងគ័រផង និងលក្ខណ្ឌព្រំប្រទល់ផង។ ក្នុងសំណួរ(ក) យើងនឹងជំនួសអនុគមន៍រលក $\psi(x)$ ចូលក្នុងសមីការស្រូឌីងគ័រសម្រាប់ភាគល្អិតក្នុងប្រអប់មួយដើម្បីដឹងថាតើវាជាចម្លើយឬមិនមែនជាចម្លើយនៃសមីការស្រូឌីងគ័រ។ នៅក្នុងផ្នែក(ខ)យើងនឹងឃើញលក្ខណ្ឌមួយលើអនុគមន៍រលក $\psi(x)$កើតឡើង តាមរយៈអនុវត្តលក្ខណ្ឌព្រំប្រទល់ដែល $\psi(x) = 0$ នៅត្រង់$x = 0$ និង $x = L$។

ការគណនា៖

ក.បង្ហាញថាអនុគមន៍$\psi(x) = Ax + B$ ដែល Aនិង Bជាតម្លៃថេរ ហើយជាចម្លើយនៃសមីការស្រូឌីងគ័រសម្រាប់នីវ៉ូថាមពល $E = 0$ នៃភាគល្អិតមួយក្នុងប្រអប់។

យើងបាន $-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} = E\psi(x) = 0$

ក្នុងតំបន់$0 \leq x \leq L$។ យើងធ្វើដេរីវេ $\psi(x) = Ax + B$ ពីរដងធៀបទៅនឹងx យើងបាន $\frac{d^2(Ax+B)}{dx^2} = 0$

ហេតុនេះយើងបានអង្គខាងឆ្វេងនៃសមីការស្រូឌីងគ័រស្មើសូន្យ។

ហេតុនេះអនុគមន៍រលក $\psi(x) = Ax + B$ ជាចម្លើយនៃសមីការស្រូឌីងគ័រដែលមានថាមពល $E = 0$

(ត្រូវកត់ចំណាំថា $\psi(x)$ និងដេរីវេរបស់វា$\frac{d\psi(x)}{dx} = A$ ជាអនុគមន៍ជាប់តាមធម្មជាតិរបស់វា។

ខ.ចូររកលក្ខ័ណ្ឌកំណត់លើតម្លៃថេរ Aនិង Bក្នុងព្រំប្រទល់($x = 0$ និង $x = L$) ។

ដោយអនុវត្តលក្ខណ្ឌព្រំប្រទល់ត្រង់$x = 0$ នោះ $\psi(x) = 0$ យើងទាញបាន $B = 0$

យើងអាចសរសេរអនុគមន៍រលក $\psi(x) = Ax$ ។

យើងអនុវត្តលក្ខណ្ឌព្រំប្រទល់ត្រង់$x = L$ នោះ $\psi(x) = AL = 0$ យើងទាញបាន $A = 0$

ដូចនេះយើងទាញបាន $\psi(x) = 0$ ទាំងក្នុងប្រអប់($0 \leq x \leq L$)និងក្រៅប្រអប់។ តាមលក្ខណ្ឌនេះយើងទាញបានប្រូបាបស្មើសូន្យក្នុងការស្វែងរកភាគល្អិតនៅត្រង់កន្លែងណាមួយតាមរយៈអនុគមន៍រលកនេះ(មានន័យថាគេមិនអាចរកឃើញភាគល្អិតទាល់តែសោះ)។

ដូចនេះអនុគមន៍ $\psi(x) = Ax + B$ មិនមែនជាអនុគមន៍រលកត្រឹមត្រូវសមស្របតាមរូបវិទ្យាឡើយ។

វិធ្វាយតម្លៃ៖

តាមពិតមានអនុគមន៍ជាច្រើនដែលផ្ទៀងផ្ទាត់សមីការស្រូឌីងគ័រសម្រាប់ស្ថានភាពរូបវិទ្យានេះ ប៉ុន្តែអនុគមន៍ភាគច្រើនរួមទាំងអនុគមន៍ដែលយើងបានសិក្សាក្នុងលំហាត់នេះផងដែរ ត្រូវបានបដិសេធដោយសារវាមិនផ្ទៀងផ្ទាត់លក្ខណ្ឌព្រំដែន។

ភាពអាស្រ័យនឹងពេល

ដោយយើងសង្កេតឃើញថា អនុគមន៍រលក $\psi(x)$អាស្រ័យតែនឹងកូអរដោនេxតែមួយប៉ុណ្ណោះ។

តាមសមីការ (40.21)បង្ហាញថាបើសិន $\psi(x)$ជាអនុគមន៍រលកសម្រាប់ភាពដែលមានថាមពលដាក់លាក់ E នោះអនុគមន៍រលកដែលអាស្រ័យនឹងពេលពេញលេញគេ $\Psi(x,t) = \psi(x)e^{-iEt/\hbar}$

គេបានភាគល្អិតក្នុងប្រអប់ $\Psi_n(x,t) = \sqrt{\frac{2}{L}}\sin\left(\frac{n\pi}{L}x\right)e^{-iE_nt/\hbar}$ $(n = 1,2,3,4, \dots)$ (40.36)

ក្នុងសមីការនេះថាមពល $E_n = \hbar\omega_n$, $E = \frac{n^2\pi^2\hbar^2}{2mL^2}$បើចំនួនកង់ទិចកាន់តែធំ នោះប្រេកង់មុំនៃអនុគមន៍រលកយោលកាន់តែធំដែរ។

ដោយ $\left|e^{-iE_nt/\hbar}\right|^2 = e^{-iE_nt/\hbar}e^{+iE_nt/\hbar} = e^0 = 1$ នោះដង់ស៊ីតេប្រូបាប $|\Psi(x)|^2 = \frac{2}{L}\sin^2\left(\frac{n\pi}{L}x\right)$ មិនអាស្រ័យនឹងពេល ហើយមិនមានលំយោលទេ(មិនមានតួប្រេកង់)។ ហេតុនេះហើយបានគេហៅភាពនេះថាជាភាពលំនឹងដែលមានថាមពលកំណត់ដាក់លាក់។

២.៣.អណ្តូងប៉ូតង់ស្យែល

អណ្តូងប៉ូតង់ស្យែលគឺជាអនុគមន៍ថាមពលប៉ូតង់ស្យែល $U(x)$ដែលមានតម្លៃអប្បរមា។

ក្នុងមេកានិកបុរាណ ភាគល្អិតមួយត្រូវបានឃាំងក្នុងអណ្តូងប៉ូតង់ស្យែលអាចយោលទៅយោលមកដោយចលនាខួប។

ការអនុវត្តដំបូងរបស់យើងអំពីសមីការ Schrödinger គឺភាគល្អិតក្នុងប្រអប់ដែលជាប់ទាក់ទងនឹងអណ្តូងប៉ូតង់ស្យែលគ្រឹះមួយ $U(x)$ ដែលមានតម្លៃសូន្យនៅចន្លោះណាមួយ ហើយមានតម្លៃធំអានន្តនៅ

ផ្នែកផ្សេងទៀត។ ការសន្មតដែលល្អសមស្របនឹងស្ថានភាពរូបវិទ្យាជាក់ស្តែងគឺអណ្តូងជាក់លាក់មួយ ដែលមានអណ្តូងប៉ូតង់ស្យែលហើយមានជ្រុងត្រង់ហើយមានកម្ពស់ជាក់លាក់។

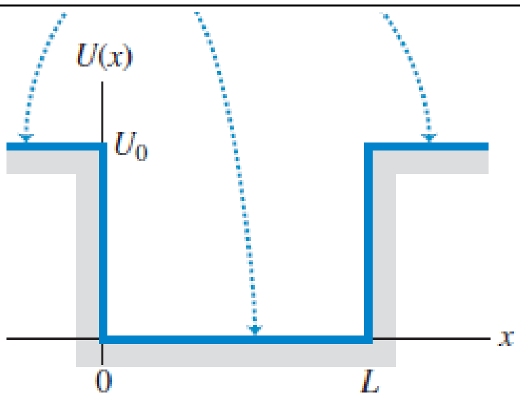
(រូបទី40.13) បង្ហាញពីអនុគមន៍ថាមពលប៉ូតង់ស្យែលមានតម្លៃសូន្យ នៅចន្លោះ $0 \le x \le L$ ហើយមានតម្លៃ U_0នៅក្រៅចន្លោះនោះ។ អនុគមន៍បែបនេះហៅថា ប៉ូតង់ស្យែលអណ្តូងការេ (square-well potential) ។

គំរូងាយនេះសម្រាប់តាងអេឡិចត្រុងដែលនៅក្នុងបន្ទះលោហៈដែលមានកម្រាស់ L ហើយអេឡិចត្រុងផ្លាស់ទីកែងនឹងបន្ទះនេះ។

អេឡិចត្រុងអាចផ្លាស់ទីដោយសេរីក្នុងបន្ទះលោហៈប៉ុន្តែវាត្រូវលើងរនាំងថាមពលប៉ូតង់ស្យែលដែលមានកម្ពស់ដើម្បីរត់ចេញពីផ្ទៃសងខាងនៃបន្ទះលោហៈ។ ថាមពលប៉ូតង់ស្យែល U_0 មានទំនាក់ទំនងនឹងអនុគមន៍កម្មន្ត ក្នុងបាតុភូតផលផូតូអគ្គិសនី។

បើសិនសិក្សាតាមពាវិមាត្រ នោះអណ្តូងកំណត់ដែលមានរាងជាស្វ៊ែរ ប្រើសម្រាប់តាងចលនារបស់ប្រូតុង និងណឺត្រុងក្នុងណ្វៃយ៉ូ។

ថាមពលប៉ូតង់ស្យែល$U = 0$ក្នុងអណ្តូងប៉ូតង់ស្យែលក្នុងចន្លោះ ($0 \le x \le L$) ហើយមានតម្លៃថេរU_0នៅខាងក្រៅអណ្តូង។



រូបទី១.២១.អណ្តូងប៉ូតង់ស្យែលការេ

ភាពមានទំនាញ(ជាប់ឃាំង) និងអណ្តូងប៉ូតង់ស្យែលការេ

ក្នុងមេកានិកញូតុន ភាគល្អិតត្រូវបានឃាំង(localized)ក្នុងអណ្តូងមួយបើសិនថាមពលមេកានិកតូចជាងថាមពលប៉ូតង់ស្យែល U_0។

ក្នុងមេកានិកកង់ទិច ភាពជាប់ឃាំងហៅថា ភាពមានទំនាញ។

ភាពទាំងអស់មិនរងទំនាញសម្រាប់អណ្តូងដែលជ្រៅអានន្ត។ សម្រាប់អណ្តូងដែលមានប៉ូតង់ស្យែល កំណត់ដូចក្នុងរូប(40.13) បើ $E > U_0$ នោះភាគល្អិតមិនមានទំនាញទេ។

យើងនឹងដោះស្រាយសមីការ Schrödinger សម្រាប់ភាពទំនាញនៃប៉ូតង់ស្យែអណ្តូងការេ។ បំណង របស់យើង នឹងរកថាមពល និងអនុគមន៍រលកសម្រាប់លក្ខ័ណ្ឌ $E < U_0$ ។

វិធីដែលងាយគឺយើងដោះស្រាយដាច់ដោយឡែកពីគ្នា គឺករណី $U = 0,$ និង $U = U_0$ ។

ករណី $U = 0$ សមីការ Schrödingerមិនអាស្រ័យពេលគឺ $-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} = E\psi(x)$

ឬ $\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} = -\frac{2mE}{\hbar^2}\psi(x)$ (40.37) (ស្រដៀងភាគល្អិតក្នុងប្រអប់ដែរ)។

យើងអាចសរសេរចម្លើយនៃសមីការនេះក្រោមទម្រង់$coskx$ និង $sinkx$ ដែល $E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$

យើងអាចសរសេរ $k = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}$ នោះផ្នែកខាងក្នុងអណ្តូងការេ។

គេបាន $\psi(x) = Acos\left(\frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}x\right) + Bsin\left(\frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}\right)$ (ក្នុងអណ្តូងការេ) (A,B ថេរ) (40.38)

ទម្រង់នេះហាក់ស្រដៀងនឹងភាគល្អិតក្នុងប្រអប់ខ្លាំងណាស់។ អ្វីដែលខុសគ្នាគឺចំពោះអណ្តូងការេ ខាងក្រៅអណ្តូងមានថាមពលប៉ូតង់ស្យែលមិនអានន្ត។ ហេតុនេះអនុគមន៍រលកក្រៅអណ្តូងខុសពីសូន្យ។

នៅតំបន់ក្រៅអណ្តូង ($x < 0$និង $x > L$)ថាមពលប៉ូតង់ស្យែល $U = U_0$ មានសមីការ Schrödinger មិនអាស្រ័យពេលគឺ $-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} + U_0\psi(x) = E\psi(x)$ ឬ $\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} = \frac{2m(U_0-E)}{\hbar^2}\psi(x)$ (40.39)

ដោយ $(U_0 - E) > 0$ នោះចម្លើយសមីការនេះមានរាងជាអ៊ិចស្ប៉ូណង់ស្យែល។

តាងកាប៉ា $\kappa = \frac{2m(U_0-E)}{\hbar^2}$

ចម្លើយគឺ $\psi(x) = Ce^{\kappa x} + De^{-\kappa x}$(ក្រៅអណ្តូង) (40.40)($C$និង Dតម្លៃថេរ)នៅតំបន់ $x < 0$និង $x > L$។

ចាំថា៖ ψមិនអាចខិតជិតអានន្តទេ នៅពេល $x \to +\infty$ ឬ $x \to -\infty$ ។ បើសិនវាខិតជិត នោះអនុគមន៍រលក $\psi(x)$ មិនអាចផ្ទៀងផ្ទាត់លក្ខ័ណ្ឌន័រមលឡាយឡើយ។ នេះមានន័យថាក្នុងសមីការ $\psi(x) = Ce^{\kappa x} + De^{-\kappa x}$គេបាន $D = 0$ ត្រង់ $x < 0$ ហើយ $C = 0$ ត្រង់ $x > L$ ។

ការគណនារបស់យើងនៅពេលនេះបង្ហាញថា អនុគមន៍រលកនៃភាពទំនាញសម្រាប់អណ្តូងកំណត់មួយគឺជាអនុគមន៍ស៊ីនុយសូអ៊ីតនៅផ្នែកខាងក្នុងអណ្តូងគឺ $\psi(x) = Acos\left(\frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}x\right) + Bsin\left(\frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}\right)$ ហើយជាអនុគមន៍អ៊ិចស្ប៉ូណង់ស្យែលនៅផ្នែកខាងក្រៅអណ្តូងគឺ $\psi(x) = Ce^{\kappa x} + De^{-\kappa x}$ ។

យើងត្រូវផ្គូរផ្គងអនុគមន៍រលកផ្នែកខាងក្នុងអណ្តូង និងខាងក្រៅអណ្តូង ហេតុនេះអនុគមន៍នោះអាចផ្ទៀងផ្ទាត់លក្ខ័ណ្ឌព្រំប្រទល់ ដូចយើងបានសិក្សាពីមុនដែលអនុគមន៍ $\psi(x)$ និង $d\psi(x)/\mathrm{d}x$ ត្រូវតែជាអនុគមន៍ជាប់ នៅត្រង់ចំនុចព្រំប្រទល់ត្រង់ $x = 0$ និង ត្រង់ $x = L$ ។

បើអនុគមន៍រលក $\psi(x)$ ឬមេគុណប្រាប់ទិស $d\psi(x)/\mathrm{d}x$ត្រូវបានប្តូរដោយភាពដាច់ៗនៅត្រង់ចំនុចមួយ នោះដេរីវេទី២ $d^2\psi(x)/\mathrm{d}x^2$ត្រូវមានតម្លៃអានន្តនៅត្រង់ចំនុចនោះ។

តាមលទ្ធផលនេះ វានឹងបំពាន(មិនគោរព)សមីការ Schrödingerដែលមិនអាស្រ័យនឹងពេល ដូចខាងក្រោម $-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial[\psi(x)]}{\partial x^2} + U(x)\psi(x) = E\psi(x)$ ដែលបង្ហាញថា នៅគ្រប់ចំនុចនីមួយៗ $d^2\psi(x)/\mathrm{d}x^2$ សមាមាត្រទៅនឹង $(U - E)$។

ចំពោះអណ្តូងកំណត់មួយ នោះ $(U - E)$មានតម្លៃកំណត់គ្រប់ចំនុច ហេតុនេះ $d^2\psi(x)/\mathrm{d}x^2$ត្រូវតែមានតម្លៃកំណត់គ្រប់ចំនុចដែរ។ ដោយផ្គូរផ្គងអនុគមន៍ស៊ីនុយសូអ៊ីត និងអ៊ិចស្ប៉ូណង់ស្បែលនៅត្រង់ចំនុចព្រំប្រទល់ ហេតុនេះគេភ្ជាប់គ្នាបានយ៉ាងល្អ តែក្នុងករណីតម្លៃជាក់លាក់ណាមួយនៃថាមពលសរុបE។ ដូច្នេះលក្ខ័ណ្ឌថាមពលគឺសម្រាប់កំណត់នីវ៉ូថាមពលដែលអាចកើតមានចំពោះអណ្តូងការេកំណត់មួយ។ គ្មានរូបមន្តងាយសម្រាប់នីវ៉ូថាមពលដូចដែលបានបង្ហាញក្នុងអណ្តូងជ្រៅអានន្តនោះទេ។ ចង់រកនីវ៉ូថាមពលគឺមានការលំបាកដោយសារត្រូវការដោះស្រាយបញ្ហាគណិតវិទ្យាដែលតម្រូវឱ្យយើងដោះស្រាយសមីការដែលពិសេសតាមរយៈការកំណត់រកតម្លៃប្រហែលជាលេខ។ រូបខាងក្រោមបង្ហាញរាងទូទៅនៃអនុគមន៍រលកដែលអាចកើតមាន។ លក្ខណៈពិសេសនៃអនុគមន៍រលកនេះគឺកន្ទុយនៃខ្សែកោងអ៊ិចស្ប៉ូណង់ស្បែលដែលលាតសន្ធឹងចេញមកខាងក្រៅពីអណ្តូងហើយតំបន់នេះត្រូវបានហាមឃាត់ដោយមេកានិកញូតុន(ពីព្រោះក្នុងតំបន់នេះ ភាគល្អិតអាចមានថាមពលស៊ីនេទិចអវិជ្ជមាន)។ ខ្សែកោងនេះបង្ហាញថាអាចមានប្រូបាបដែលអាចរកឃើញភាគល្អិតនៅផ្នែកខាងក្រៅអណ្តូង ដែលមិនអាចកើតមានទាល់តែសោះក្នុងមេកានិកបុរាណ(មេកានិកញូតុន)។

ឧទាហរណ៍១១៖ (ផ្នែកខាងក្រៅនៃអណ្តូង)

ក.បង្ហាញថាអនុគមន៍រលក$\psi(x) = Ce^{\kappa x} + De^{-\kappa x}$ ជាចម្លើយនៃសមីការស្រូឌីងគ័រមិនអាស្រ័យនឹងពេលខាងក្រៅអណ្តូងកំណត់ដែលមានកម្ពស់U_0។ ខ.តើមានអ្វីកើតឡើងចំពោះ $\psi(x)$ក្នុងលក្ខណ្ឌ $U_0 \to \infty$?

ដំណោះស្រាយ

ការកំណត់អត្តសញ្ញាណនិងការរៀបចំប្លង់ដោះស្រាយលំហាត់៖

ក.បង្ហាញថាអនុគមន៍រលក$\psi(x) = Ce^{\kappa x} + De^{-\kappa x}$ ជាចម្លើយនៃសមីការស្រូឌីងគ័រមិនអាស្រ័យនឹងពេលខាងក្រៅអណ្តូងកំណត់ដែលមានកម្ពស់U_0។

យើងជំនួសអនុគមន៍ $\psi(x)$ ចូលក្នុងសមីការស្រូឌីងគ័រមិនអាស្រ័យពេលដែល $x < 0$និង$x > L$

។

ខ.តើមានអ្វីកើតឡើងចំពោះ $\psi(x)$ក្នុងលក្ខណ្ឌ$U_0 \to \infty$?

យើងកត់សំគាល់ថាក្នុងលក្ខណ្ឌ($U_0 \to \infty$)អណ្តូងកំណត់មួយបានក្លាយជាអណ្តូងមិនកំណត់ដូចករណីភាគល្អិតមួយស្ថិតនៅក្នុងប្រអប់។ ដូចនេះក្នុងលក្ខណ្ឌ($U_0 \to \infty$)អនុគមន៍រលកដែលនៅក្រៅអណ្តូងកំណត់មួយត្រូវតែកាត់បន្ថយរហូតដល់ក្លាយជាអនុគមន៍រលកដែលនៅក្រៅប្រអប់។

ការគណនា៖

ក.បង្ហាញថាអនុគមន៍រលក$\psi(x) = Ce^{\kappa x} + De^{-\kappa x}$ ជាចម្លើយនៃសមីការស្រូឌីងគ័រមិនអាស្រ័យនឹងពេលខាងក្រៅអណ្តូងកំណត់ដែលមានកម្ពស់U_0។

យើងបាន $\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} = [2m(U_0 - E)/\hbar^2]\psi(x)(*)$

យើងបាន$\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} = \frac{d^2}{dx^2}(Ce^{\kappa x}) + \frac{d^2}{dx^2}(De^{-\kappa x})$

យើងបាន$\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} = (C\kappa^2)e^{\kappa x} + D(-\kappa)^2 e^{-\kappa x}$

យើងបាន$\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} = \kappa^2(Ce^{\kappa x} + De^{-\kappa x}) = \kappa^2\, \psi(x)(**)$

ប្រៀបធៀប$(*)$=$(**)$

យើងបាន $\kappa^2 = 2m(U_0 - E)/\hbar^2$

សមីការត្រូវបានផ្ទៀងផ្ទាត់ ហេតុនេះអនុគមន៍រលក $\psi(x) = Ce^{\kappa x} + De^{-\kappa x}$ ជាចម្លើយនៃសមីការ។

ខ.តើមានអ្វីកើតឡើងចំពោះ $\psi(x)$ក្នុងលក្ខណ្ឌ$U_0 \to \infty$?

នៅពេល$U_0 \to \infty$ នោះ$\kappa \to \infty$ដែរ។

នៅតំបន់$x < 0$ ដែល $\psi(x) = Ce^{\kappa x}$ នៅពេល $\kappa \to \infty$ នោះ $\kappa x \to -\infty$(ដោយសារ$x < 0$)

ហើយ $e^{\kappa x} \to 0$ ដូចនេះអនុគមន៍រលកខិតទៅរកសូន្យសម្រាប់គ្រប់តម្លៃ $x < 0$។

ដូចគ្នាដែរ យើងអាចបង្ហាញថាអនុគមន៍រលកខិតជិតសូន្យនៅគ្រប់តម្លៃ$x > L$។ លក្ខណ្ឌនេះដូចករណីអនុគមន៍រលកខិតទៅរកសូន្យនៅក្រៅប្រអប់។

វឌ្ឍាយតម្លៃ៖

លទ្ធផលក្នុងសំណួរ(ខ)បង្ហាញថាអណ្តូងការមិនកំណត់គឺជាករណីកំណត់នៃអណ្តូងកំណត់។ យើងបានឃើញករណីទាំងនេះយ៉ាងច្រើនក្នុងមេកានិកបុរាណ(មេកានិកញូតុន)ដែលយើងតែងតែពិចារណាលើលក្ខណ្ឌព្រំប្រទល់។ ករណីកំណត់នេះមានសារៈសំខាន់ដូចមេកានិកកង់ទិច។

ប្រៀបធៀបអណ្តូងការកំណត់និងមិនកំណត់

យើងប្រៀបធៀបអណ្តូងដែលមានជម្រៅកំណត់ និងមិនកំណត់ដូចក្នុងឧទាហរណ៍ខាងលើ(40.5)។

ដោយសារអនុគមន៍រលកចំពោះអណ្តូងកំណត់មិនស្មើសូន្យនៅត្រង់ $x = 0$ និង ត្រង់ $x = L$ នោះជំហានរលកផ្នែកដែលជាស៊ីនុយសូអ៊ីតនៃអនុគមន៍រលកនីមួយៗមានប្រវែងវែងជាងជំហានរលកក្នុងករណីអណ្តូងមិនកំណត់(អានន្ត)។ ការកើនឡើងនៃជំហានរលកនេះគឺដើម្បីឆ្លើយតបទៅនឹងការថយចុះនៃតម្លៃបរិមាណចលនា$p = h/\lambda$ ហើយក៏ដូចជាការថយចុះនៃថាមពលដែរ។

ហេតុនេះ នីវ៉ូថាមពលនីមួយៗរួមបញ្ចូលទាំងនីវ៉ូទាបជាងគេផងមានតម្លៃតូចជាងចំពោះអណ្តូងកំណត់បើប្រៀបធៀបទៅនិងអណ្តូងមិនកំណត់ដែលមានកម្រាស់ទទឹងស្មើគ្នា។ ចំណែកឯអណ្តូងមួយដែលមានជម្រៅកំណត់ U_0 មានតែចំនួនកំណត់នៃភាពទំនាញ និងនីវ៉ូកម្រិតថាមពលរបស់វា រីឯអណ្តូងដែលមានជម្រៅមិនកំណត់ នោះវាមានចំនួនមិនកំណត់នៃភាពទំនាញ និងនីវ៉ូកម្រិតថាមពល។

តើមាននីវ៉ូកម្រិតថាមពលប៉ុន្មានដែលអាស្រ័យទៅលើតម្លៃ U_0ដោយប្រៀបធៀបជាមួយថាមពលនៅកម្រិតទាបជាងគេចំពោះអណ្តូងមានជម្រៅមិនកំណត់ (infinitely deep well: IDW)ដែលគេតាងដោយកម្រិតថាមពល $E_{1-IDW} = \frac{\pi^2\hbar^2}{2mL^2}$ ដូចក្នុងរូបមន្ត (40.31) $E_n = \frac{n^2\pi^2\hbar^2}{2mL^2}$ (n=1,2,3,4,….)

$E_{1-IDW} = \frac{\pi^2\hbar^2}{2mL^2}$ (ថាមពលនីវ៉ូកម្រិតទាបជាងគេចំពោះអណ្តូងដែលមានជម្រៅមិនកំណត់)
(40.41)

បើអណ្តូងមានជម្រៅកាន់តែជ្រៅ ហេតុនេះតម្លៃ U_0ធំជាងតម្លៃ E_{1-IDW}ខ្លាំងមែនទែន នោះវានឹងមាននីវ៉ូថាមពលទំនាញច្រើនខ្លាំង ហើយថាមពលដែលនៅនីវ៉ូទាបៗមួយភាគតូចមានតម្លៃស្មើរតែស្មើគ្នានឹងតម្លៃថាមពលនៃអណ្តូងមិនកំណត់ដែរ។

បើសិនតម្លៃ U_0ធំជាង E_{1-IDW}តែ២ឬ៣ដង នោះវានឹងមានភាពទំនាញតែ២ឬ៣ដងប៉ុណ្ណោះ វាត្រូវតែមានភាពទំនាញយ៉ាងហោចណាស់មួយ ទោះបីជម្រៅអណ្តូងរាក់យ៉ាងណាក៏ដោយ។

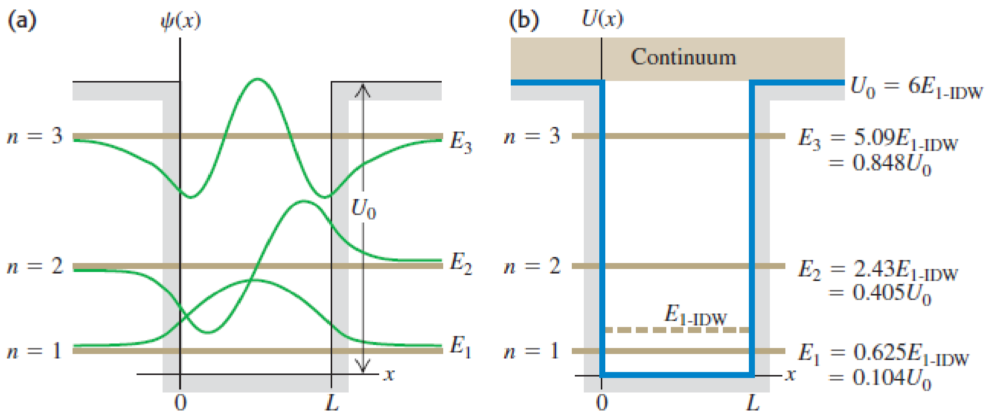
ចំពោះអណ្តូងដែលមានជម្រៅមិនកំណត់ នោះវាមិនមានភាពដែលថាមពលស្មើសូន្យនោះទេ (គ្មាន E_0) បើមាន E_0 នោះវានឹងបំពានគោលការណ៍មិនជាក់លាក់។

រូប(១.២២)បង្ហាញករណីដែល $U_0 = 6E_{1-IDW}$ ដែលករណីនេះមានតែបីភាពទំនាញប៉ុណ្ណោះ។

ក្នុងរូបនេះ គេកំណត់នីវ៉ូថាមពលបានពីររបៀបដែលអាចជាភាគនៃ U_0 ឬជាពហុគុណនៃ E_{1-IDW}។

ចំណាំថា បើអណ្តូងមានជម្រៅមិនកំណត់ នោះនីវ៉ូថាមពលដែលទាបជាងគេទាំងបីគឺទាញចេញពីរូបមន្ត (40.31) E_{1-IDW}និង $4E_{1-IDW}$ និង $9E_{1-IDW}$ ។

រូប (១.២២)ក៏បង្ហាញពីអនុគមន៍រលកនៃភាពទំនាញទាំងបីផងដែរ។



រូបទី១.២២.(ក)អនុគមន៍រលកសម្រាប់ភាពមានទំនាញបីនៃភាគល្អិតមួយក្នុងអណ្តូងប៉ូតង់ស្យែលកំណត់មួយដែលមានជម្រៅU_0 សម្រាប់ករណី$U_0 = 6E_{1-IDW}$ដែលE_{1-IDW} ជាថាមពលនៅនីវ៉ូគ្រឹះសម្រាប់អណ្តូងមិនកំណត់ដែលមានទទឹងអណ្តូងស្មើគ្នា។ ខ្សែដេកពណ៌ត្នោតសម្រាប់អនុគមន៍រលកនីមួយត្រូវគ្នានឹង $\psi(x) = 0$ តំបន់តាមអ័ក្សឈរខ្សែទាំងនេះបង្ហាញពីថាមពលនៃភាពទំនាញនីមួយៗ។ (ខ)ដ្យាក្រាមនីវ៉ូថាមពលនៃប្រព័ន្ធនេះ ថាមពលត្រូវបានកំណត់ជាពហុគុណនៃE_{1-IDW}ផងនិងជាផលចែកនៃU_0ផង។ ថាមពលទាំងអស់អាចធំជាងU_0 ហើយភាពដែល$E > U_0$បានបង្កើតបានជាស្ប៉ិចជាប់គ្នា។

បើមាន E_0 នោះវានឹងបំពានគោលការណ៍មិនជាក់លាក់។ រូប(១.២២)បង្ហាញករណីដែល $U_0 = 6E_{1-IDW}$ ដែលករណីនេះមានតែបីភាពទំនាញប៉ុណ្ណោះ។ ក្នុងរូបនេះ គេកំណត់នីវ៉ូថាមពលបានពីររបៀបដែលអាចជាភាគនៃ U_0 ឬជាពហុគុណនៃ E_{1-IDW}។

ចំណាំថា បើអណ្តូងមានជម្រៅមិនកំណត់ នោះនីវ៉ូថាមពលដែលទាបជាងគេទាំងបីគឺទាញចេញពីរូបមន្ត (40.31) E_{1-IDW}និង $4E_{1-IDW}$ និង $9E_{1-IDW}$ ។ រូប (១.២២)ក៏បង្ហាញពីអនុគមន៍រលកនៃភាពទំនាញទាំងបីផងដែរ។

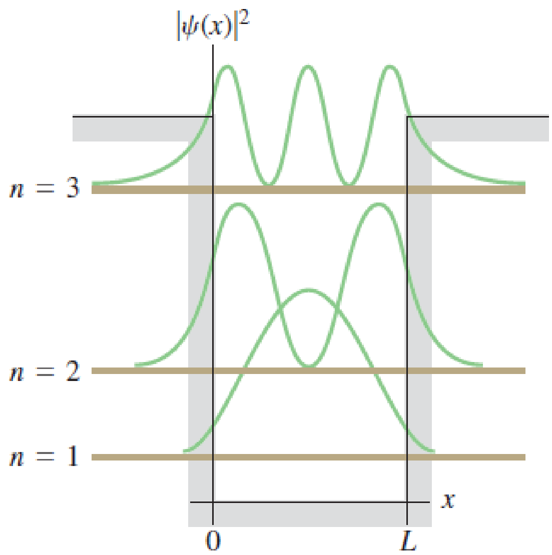
បើសិន $U_0 < E_{1-IDW}$ នោះវានឹងមានភាពទំនាញតែមួយគត់។

នៅត្រង់ដែនកំណត់ពេល $U_0 \ll E_{1-IDW}$(អណ្តូងមានជម្រៅរាក់ខ្លាំង)នោះថាមពលនៃភាពទំនាញតែមួយនេះមានតម្លៃ $E = 0.68U_0$។

ចំណែករូបទី(១.២៣)បង្ហាញពីក្រាបនៃរបាយប្រូបាបដែលជាតម្លៃ $|\psi|^2$សម្រាប់អនុគមន៍រលកបង្ហាញក្នុង(១.២២ a)។ ចំពោះអណ្តូមិនកំណត់ ទីតាំងទាំងអស់មិនកើតមានស្មើៗគ្នានោះទេ។ មិនដូចអណ្តូងការេមិនកំណត់ទេ វាមានប្រូបាប៊ីលីតេដែលអាចរកឃើញភាគល្អិតដែលស្ថិតនៅខាងក្រៅអណ្តូង

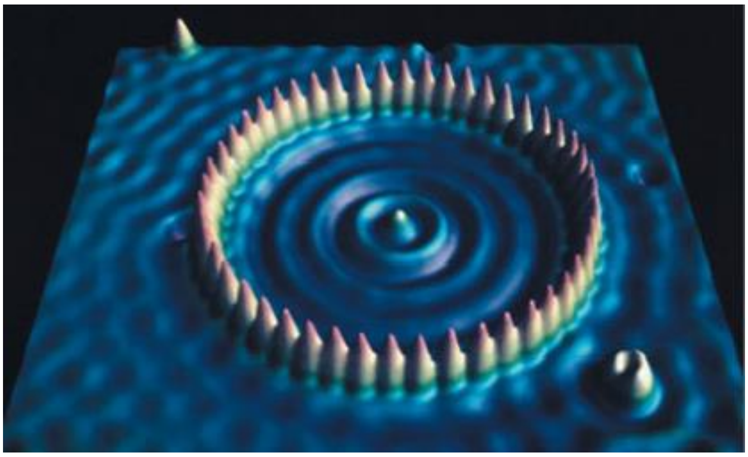
ដែលជាតំបន់ហាមឃាត់(មិនអាចកើតមាន)ក្នុងរូបវិទ្យាបុរាណ។ ហើយអាចមានភាពជាច្រើនទៀតដែលថាមពល E ធំជាង U_0 ។ សម្រាប់ភាពដែលមានភាគល្អិតសេរី ដែលភាគល្អិតនោះមិនមានទំនាញលើវាទេ ហើយវាអាចផ្លាស់ទីដោយសេរីនៅលើអ័ក្ស x។ ចំពោះថាមពល E ធំជាង U_0ដែលអាចកើតមាន នោះភាពនៃភាគល្អិតសេរីអាចបង្កើតជាភាពជាប់ៗព្រមទាំងមានកម្រិតថាមពលច្បាស់លាស់ថែមទៀតផង ដោយមិនបង្កើតជាភាពដាច់ៗនោះទេ។ អនុគមន៍រលកនៃភាគល្អិតសេរីគឺជាអនុគមន៍ស៊ីនុយសូអ៊ីតទាំងនៅផ្នែកខាងក្នុង និងខាងក្រៅអណ្តូង។ ចំណែក ជំហានរលកខ្លីនៅផ្នែកខាងក្នុង ហើយជំហានរលកវែងនៅផ្នែកខាងក្រៅអណ្តូង នោះយើងបានថាមពលស៊ីនេទិចធំនៅផ្នែកខាងក្នុង ហើយថាមពលតូចនៅផ្នែកខាងក្រៅ។

ចំណែករូបទី(១.២៣)បង្ហាញពីក្រាបនៃរបាយប្រូបាបដែលជាតម្លៃ $|\psi|^2$



រូបទី១.២៣.អនុគមន៍របាយប្រូបាប ឬដង់ស៊ីតេប្រូបាប$|\psi(x)|^2$សម្រាប់អនុគមន៍រលកនៃអណ្តូងការេ។ ខ្សែពណ៌ត្នោតដេកសម្រាប់អនុគមន៍រលកនីមួយៗត្រូវនឹង$|\psi(x)|^2 = 0$

ចំណែករូបទី(១.២២)បង្ហាញពីអណ្តូងប៉ូតង់ស្យែលកំណត់តាមពីវិមាត្រ។ ហើយឧទាហរណ៍(40.6)នឹងរៀបរាប់ពីការអនុវត្តនៃប៉ូតង់ស្យែលរបស់អណ្តូងការេ។



រូបទី១.២៤.ដើម្បីបង្កើតរូបភាពនេះបាន អាតូមដែកចំនួន៤៨ (សញ្ញាកំពូលស្រួចពណ៌លឿង)ត្រូវបានតម្រៀបជារាងរង្វង់នៅលើផ្ទៃធ្វើពីទង់ដែង។ ពោះរលកខ្ពស់ៗនៅត្រង់ចំនុចនីមួយៗខាងក្នុងរង្វង់បង្ហាញពីដង់ស៊ីតេអេឡិចត្រុងក្នុងរង្វង់។ រូបរលកជញ្ជាំគឺមានរូបស្រដៀងគ្នានឹងអនុគមន៍ដង់ស៊ីតេប្រូបាបសម្រាប់ភាគល្អិតមួយក្នុងអណ្តូងប៉ូតង់ស្យែលកំណត់តាម១វិមាត្រ។ រូបនេះបង្កើតដោយមីក្រូទស្សន៍អេឡិចត្រុងស្កេនឆ្លង(scanning tunneling microscope)

ចំណែករូបទី(១.២២)បង្ហាញពីអណ្តូងប៉ូតង់ស្យែលកំណត់តាមពីរវិមាត្រ។ ហើយឧទាហរណ៍ទី១២នឹងរៀបរាប់ពីការអនុវត្តនៃប៉ូតង់ស្យែលរបស់អណ្តូងការេ។

ឧទាហរណ៍ទី១២៖អេឡិចត្រុងមួយស្ថិតនៅក្នុងអណ្តូងកំណត់មួយ។

អេឡិចត្រុងមួយត្រូវបានគេឃុំនៅក្នុងអណ្តូងការេមួយដែលមានប្រវែងជ្រុង($0.5nm$)(ប្រហែល៥ដងធំជាងអង្កត់ផ្ចិតរបស់អាតូមដែលគេស្គាល់)។ ក.ចូររកថាមពលនៅនីវ៉ូគ្រឹះE_{1-IDW} បើសិនអណ្តូងមានជម្រៅមិនអាចកំណត់បាន។ ខ.រកនីវ៉ូថាមពល បើសិនជម្រៅអណ្តូងពិតU_0ប្រហែលស្មើនឹង៦ដងធំជាងថាមពលនៅនីវ៉ូគ្រឹះដែលយើងរកឃើញនៅក្នុងសំណួរ(ក)។ គ.រកជំហានរលកនៃផូតុងដែលបន្សាយចេញនៅពេលដែលអេឡិចត្រុងផ្លាស់ទីពីនីវ៉ូ($n = 2$)ទៅនីវ៉ូ($n = 1$)។ តើនៅតំបន់ណានៃស្ប៉ិចរលកអេឡិចត្រូម៉ាញេទិចដែលជំហានរលកផូតុងនេះស្ថិតនៅ?

ឃ.បើសិនអេឡិចត្រុងស្ថិតនៅនីវ៉ូ($n = 1$)ហើយស្រូបយកផូតុងមួយ តើផូតុនេះត្រូវមានថាមពលអប្បបរមាប៉ុន្មានដើម្បីផ្តាច់អេឡិចត្រុងឬដោះលែងអេឡិចត្រុងចេញពីអណ្តូង?តើនៅតំបន់ណានៃស្ប៉ិចរលកអេឡិចត្រូម៉ាញេទិចដែលជំហានរលកផូតុងនេះស្ថិតនៅ?

ដំណោះស្រាយ

ការកំណត់អត្តសញ្ញាណ និងការរៀបចំប្លង់ដោះស្រាយ៖

យើងមានថាមពលនៅនីវ៉ូគ្រឹះE_{1-IDW} ហើយថាមពលរបស់អណ្តូងការេគឺ $U_0 = 6E_{1-IDW}$ ។ ហើយថាមពលផូតុងដែលបន្សាយចេញឬត្រូវបានគេស្រូបយកក្នុងបម្លាស់ប្តូរភាពមួយស្មើនឹងផលសងថាមពលរវាងនីវ៉ូពីរដែលទាក់ទងទៅនឹងបម្លាស់ប្តូរភាពនេះ ជំហានរលករបស់ផូតុងត្រូវរកតាមទំនាក់ទំនង $E = \frac{hc}{\lambda}$។

ការគណនា៖

ក.ចូររកថាមពលនៅនីវ៉ូគ្រឹះE_{1-IDW} បើសិនអណ្តូងមានជម្រៅមិនអាចកំណត់បាន។

យើងមាន $E_{1-IDW} = \frac{\pi^2\hbar^2}{2mL^2} = \frac{\pi^2(1.055\times10^{-34})^2}{2(9.11\times10^{-31})(0.50\times10^{-9})^2} = 2.4\times10^{-19}\mathrm{J} = 1.5\mathrm{eV}$

ខ.រកនីវ៉ូថាមពល បើសិនជម្រៅអណ្តូងពិតU_0ប្រហែលស្មើនឹង៦ដងធំជាងថាមពលនៅនីវ៉ូគ្រឹះដែលយើងរកឃើញនៅក្នុងសំណួរ(ក)។

យើងមាន $U_0 = 6E_{1-IDW} = 6(1.5\mathrm{eV}) = 9.0\mathrm{eV}$

យើងអាចសរសេរថាមពលតាមទំនាក់ទំនងខាងក្រោម៖

យើងបាន$E_1 = 0.625E_{1-IDW} = 0.625(1.5\mathrm{eV}) = 0.94\mathrm{eV}$

ហើយ $E_2 = 2.43E_{1-IDW} = 2.43(1.5\mathrm{eV}) = 3.6\mathrm{eV}$

ហើយ$E_3 = 5.09E_{1-IDW} = 5.09(1.5\mathrm{eV}) = 7.6\mathrm{eV}$

គ.រកជំហានរលកនៃផូតុងដែលបន្សាយចេញនៅពេលដែលអេឡិចត្រុងផ្លាស់ទីពីនីវ៉ូ($n = 2$)ទៅនីវ៉ូ($n = 1$)។

យើងបាន $E_2 - E_1 = 3.6\mathrm{eV} - 0.94\mathrm{eV} = 2.7\mathrm{eV}$

ហើយជំហានរលក $\lambda = \frac{hc}{E} = \frac{(4.136\times10^{-15}\mathrm{eV.s})(3.00\times10^8 m/s)}{2.7\mathrm{eV}} = 460nm$

ជំហានរលកនេះស្ថិតនៅតំបន់ពន្លឺមើលឃើញគឺពណ៌ខៀវនៃស្ប៉ិចរលកអេឡិចត្រូម៉ាញេទិច។

ឃ.បើសិនអេឡិចត្រុងស្ថិតនៅនីវ៉ូ($n = 1$)ហើយស្រូបយកផូតុងមួយ តើផូតុនេះត្រូវមានថាមពលអប្បបរមាប៉ុន្មានដើម្បីផ្តាច់អេឡិចត្រុងឬដោះលែងអេឡិចត្រុងចេញពីអណ្តូង ?តើនៅតំបន់ណានៃស្ប៉ិចរលកអេឡិចត្រូម៉ាញេទិចដែលជំហានរលកផូតុងនេះស្ថិតនៅ ?

ដើម្បីផ្តាច់អេឡិចត្រុងឬដោះលែងអេឡិចត្រុងចេញពីអណ្តូង គេត្រូវការថាមពលផូតុងអប្បបរមា

គឺ$U_0 - E_1 = 9.0\mathrm{eV} - 0.94\mathrm{eV} = 8.1\mathrm{eV}$

ថាមពលនេះស្មើនឹង៣ដងធំជាងថាមពលផូតុងដែលយើងរកឃើញក្នុងសំណួរ(គ)។ ហេតុនេះយើងបានជំហានរលករបស់ផូតុងស្មើនឹង១ភាគ៣(one-third of)នៃជំហានរលក($460nm$)។

យើងបាន $\frac{460nm}{3} \approx 153nm$ បើសិនយើងយកតែលេខមានន័យពីរខ្ទង់គឺ $150nm$។

វង្វាយតម្លៃ៖

ដើម្បីត្រួតពិនិត្យផ្ទៀងផ្ទាត់ចម្លើយ អ្នកអាចគណនាថាមពលនៃភាពមានទំនាញដោយប្រើរូបមន្ត

ដូចជា$E_1 = 0.104U_0$ហើយ$E_2 = 0.405U_0$និង$E_3 = 0.848U_0$

ដើម្បីត្រួតពិនិត្យមើលម្តងទៀត ត្រូវចំណាំថា នីវ៉ូថាមពលបីដំបូងគេនៃអណ្តូងដែលមានជម្រៅមិនកំណត់ដែលមានប្រវែងទទឹងស្មើគ្នាគឺ $E_{1-IDW} = 1.5\mathrm{eV}$

ហើយ$E_{2-IDW} = 4E_{1-IDW} = 6.0\mathrm{eV}$

ហើយ$E_{3-IDW} = 9E_{1-IDW} = 13.5\mathrm{eV}$។ ថាមពលដែលយើងរកឃើញក្នុងសំណួរ(ខ)មានតម្លៃតូចជាងនេះ ដូចយើងបាននិយាយខាងដើមអណ្តូងដែលមានជម្រៅកំណត់មាននីវ៉ូថាមពលទាបជាងនីវ៉ូថាមពលនៃអណ្តូងដែលមានជម្រៅមិនកំណត់។

ការអនុវត្ត៖ ការអនុវត្តមួយនៃបាតុភូតនេះត្រូវបានគេប្រើក្នុងចំនុចកង់ទិច(quantum dots)ដែលភាគល្អិតមានទំហំយ៉ាងតូចក្នុងលំដាប់ណាណូម៉ែត្រ($nanometer$)នៃសីមីកុងឌុចទ័រដូចជាកាដម្ញ៉ូមសេលេណាយ($CdSe$)។ អេឡិចត្រុងមួយដែលនៅក្នុងចំនុចកង់ទិចមានលក្ខណៈជាផង់នៅក្នុងអណ្តូងប៉ូតង់ស្យែលកំណត់មួយដែលមានប្រវែងទទឹង(L)ស្មើនឹងទំហំរបស់ចំនុចកង់ទិច។ នៅពេលចំនុចកង់ទិចត្រូវបានបញ្ចាំងដោយប្រើពន្លឺពណ៌ស្វាយអ៊ុលត្រា អេឡិចត្រុងបានស្រូបយកផូតុងពន្លឺស្វាយអ៊ុលត្រា ហើយបានលោតទៅនីវ៉ូរំភ្ញោចដែលមានថាមពលខ្ពស់ជាងមុនដូចជា($n = 3$)ជាដើម។ បើសិនអេឡិចត្រុងត្រឡប់មកនីវ៉ូគ្រឹះវិញ($n = 1$)តាម២ដំណាក់កាលឬច្រើនជាងនេះ(ឧ.លោតពី($n = 3$)ទៅ($n = 2$)និងពី($n = 2$)ទៅ($n = 1$) នោះដំណាក់កាលនីមួយៗនឹងមានជាប់ទាក់ទងទៅនឹងបន្សាយផូតុងនៃពន្លឺមើលឃើញដូចដែលយើងបានគណនាក្នុងឧទាហរណ៍នេះ(ឬក្នុងករណីក្លយអរសេង់)។ បើយើងបង្កើនប្រវែង(L) នោះយើងនឹងបន្ថយតម្លៃនីវ៉ូថាមពលហើយបន្ថយគម្លាតចន្លោះថាមពលផងដែរ។ ដូចនេះយើងបន្ថយថាមពលផូតុង ឬបង្កើនជំហានរលករបស់ផូតុងដែលបន្សាយចេញ។ រូបភាពដែលបង្ហាញនៅដើមមេរៀននេះបង្ហាញពីរូបធាតុចំនុចកង់ទិច(quantum dots) ដែលមានទំហំផ្សេងគ្នាក្នុងសូលុយស្យុង ដែលរូបធាតុចំនុចកង់ទិចនីមួយៗបន្សាយជំហានរលកសំគាល់ផ្សេងគ្នាអាស្រ័យ

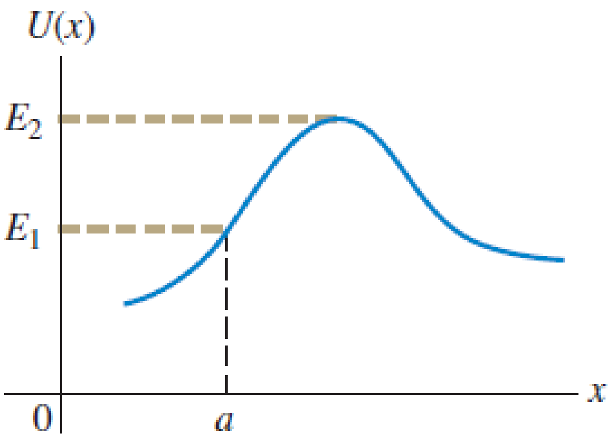
ទៅនឹងទំហំរបស់ចំនុចរូបធាតុកង់ទិចនោះ។ រូបធាតុចំនុចកង់ទិចអាចចាក់ចូលក្នុងជាលិការនៅរស់ (living tissue) ហើយវាបន្សាយពន្លឺភ្លុយអរេសង់ ដែលត្រូវបានគេប្រើសម្រាប់ស្រាវជ្រាវជីវសាស្ត្រនិងសម្រាប់ស្រាវជ្រាវថ្នាំពេទ្យ។ រូបធាតុនេះអាចជាគន្លឹះដ៏មានប្រយោជន៍សម្រាប់បង្កើតពន្លឺឡាស៊ែរជំនាន់ថ្មីបំផុតនិងកុំព្យូទ័រដែលដំណើរការលឿនបំផុត។

សំណួរត្រិះរិះ៖ ដោយសន្មតថាប្រវែងទទឹងនៃអណ្តូងប៉ូតង់ស្យែលកំណត់មួយដូចបង្ហាញក្នុងរូប ១.២២ខាងលើត្រូវបានបង្រួញអស់ពាក់កណ្តាល។ តើតម្លៃនៃថាមពលប៉ូតង់ស្យែលU_0 ប្រែប្រួលយ៉ាងដូចម្តេចដើម្បីឱ្យមាននីវ៉ូថាមពលទំនាញទាំងបីដដែលជាប្រភាគនៃថាមពលU_0ដូចបង្ហាញក្នុងរូបទី ១.២២(b)។ ថាមពលU_0 ត្រូវតែ (i).កើនឡើងបួនដង

(ii)កើនឡើងពីរដង(iii).នៅថេរដដែល(iv).ថយចុះពីរដង(v).ថយចុះបួនដង។

២.៤.របាំងប៉ូតង់ស្យែល និងការជ្រៀតចូល(Tunneling)

របាំងប៉ូតង់ស្យែលគឺមានន័យថាផ្ទុយពីអណ្តូងប៉ូតង់ស្យែល ដែលជាអនុគមន៍ថាមពលប៉ូតង់ស្យែលដែលមានតម្លៃអតិបរមា។ រូបទី(40.18) នឹងបង្ហាញពីរបាំងប៉ូតង់ស្យែល។



រូបទី១.២៥.របាំងថាមពលប៉ូតង់ស្យែល។ ដោយយោងលើមេកានិចញូតុន បើថាមពលសរុបរបស់ប្រព័ន្ធគឺE_1 នោះភាគល្អិតមួយមិនអាចឡើងហួសទីតាំង$x = a$ បានទេ។ បើសិនថាមពលសរុបធំជាងE_2ទើបភាគល្អិតអាចឡើងផុតរួចមកម្ខាងទៀតបាន។

នៅក្នុងមេកានិកញូតុនរូបវិទ្យាបុរាណ បើសិនភាគល្អិតមួយ(ឧទាហរណ៍ កូនឡានក្មេងលេងនៅលើផ្លូវទួលមិនរាបស្មើដែលមានគន្លងកោងឡើងលើ និងកោងចុះក្រោម)ស្ថិតនៅផ្នែកខាងឆ្វេងនៃរបាំងមួយ (ទួលខ្ពស់មួយ)បើសិនថាមពលមេកានិកសរុប E_1 នោះភាគល្អិតមិនអាចផ្លាស់ទីឡើងលើទួលនោះរួចទៅផ្នែកខាងស្តាំបានទេ។ នោះវាផ្លាស់បានត្រឹមតែទីតាំង $x = a$ ប៉ុណ្ណោះ។ បើវាផ្លាស់ទីឡើងលើរួចទៅ

ផ្នែកខាងស្តាំបាន លុះត្រាតែថាមពលប៉ូតង់ស្យែលរបស់ភាគល្អិតនោះ U ធំជាងថាមពលមេកានិកសរុប E ហើយថាមពលស៊ីនេទិច

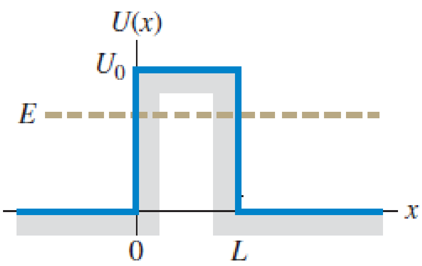
$K = E - U$ មានតម្លៃអវិជ្ជមាន ដែលតម្លៃនេះមិនអាចកើតមានទេក្នុងមេកានិកបុរាណ($K = \frac{1}{2}mv^2$) វាត្រូវមានតម្លៃវិជ្ជមានជានិច្ច។

ប៉ុន្តែក្នុងមេកានិកកង់ទិចមានលក្ខណៈខុសពីរូបវិទ្យាបុរាណ។ បើសិនភាគល្អិតជួបឧបសគ្គ(រនាំង)ដូចករណីក្នុងរូប (40.18)ខាងលើ ហើយមានថាមពលតូចជាង E_2 ភាគល្អិតអាចលេចចេញនៅផ្នែកម្ខាងទៀតនៃទួលនោះ(រនាំង)។ បាតុភូតបែបនេះគេហៅថា(ការបញ្រ្ជាបចូល៖ tunneling)។

tunneling ក្នុងមេកានិកកង់ទិច មិនដូចគ្នានឹង tunnelingក្នុងមេកានិកបុរាណ(ម៉ាក្រូស្កូបពិច)នោះទេ។ បានន័យថាភាគល្អិតមិនត្រូវបានគេរុញឱ្យឆ្លងកាត់របាំងឡើយ ហើយថាមពលរបស់វាក៏មិនបាត់បង់ដែរ។

ការបញ្រ្ជាបចូលក្នុងរបាំងរាងចតុកោណកែង

ដើម្បីយល់បាតុភូតនេះអាចកើតឡើងយ៉ាងដូចម្តេច ចូរយើងក្រលេកមើលអនុគមន៍ថាមពលប៉ូតង់ស្យែល$U(x)$ដូចក្នុងរូប(40.19)។



រូបទី១.២៦.រនាំងថាមពលប៉ូតង់ស្យែលដែលមានប្រវែងLនិងកម្ពស់U_0។

បើតាមមេកានិចញូតុន បើថាមពលសរុប$E < U_0$ភាគល្អិតមិនអាចឡើងរួចរនាំងបានទេ ហើយវាត្រូវបានឃុំនៅតែផ្នែកម្ខាងដែលវាចាប់ផ្តើមឡើងដដែល។

ដើម្បីយល់បាតុភូតនេះអាចកើតឡើងយ៉ាងដូចម្តេច ចូរយើងក្រលេកមើលអនុគមន៍ថាមពលប៉ូតង់ស្យែល$U(x)$ដូចក្នុងរូប(40.19)។ វាដូចគ្នានឹងរូប(40.13)ដែរ ប៉ុន្តែគ្រាន់តែបញ្រ្ចាសក្បាលក្រឡាប់ចុះក្រោមវិញ ថាមពលប៉ូតង់ស្យែលសូន្យគ្រប់កន្លែងលើកលែងតែក្នុងចន្លោះ$0 \leq x \leq L$ ដែលនៅចន្លោះនេះថាមពលមានតម្លៃ U_0 ។ រូបនេះអាចតំណាងឱ្យគំរូងាយមួយក្នុងបាតុភូត tunneling សម្រាប់ថាមពលប៉ូតង់ស្យែលរបស់អេឡិចត្រុងមួយដែលស្ថិតនៅចន្លោះបន្ទះលោហៈពីរហើយខណ្ឌគ្នាដោយខ្យល់មានកម្រាស់ប្រវែង L ។

ថាមពលប៉ូតង់ស្យែលមានតម្លៃតូចនៅផ្នែកខាងក្រៅបើប្រៀបធៀបនឹងថាមពលប៉ូតង់ស្យែលដែលនៅចន្លោះបន្ទះទាំងពីរនោះ។ យើងពិចារណាលើចម្លើយនៃសមីការ Schrödinger សម្រាប់អនុគមន៍ថាមពលប៉ូតង់ស្យែលចំពោះករណីដែល ថាមពលសរុប E តូចជាងថាមពលប៉ូតង់ស្យែល U_0។

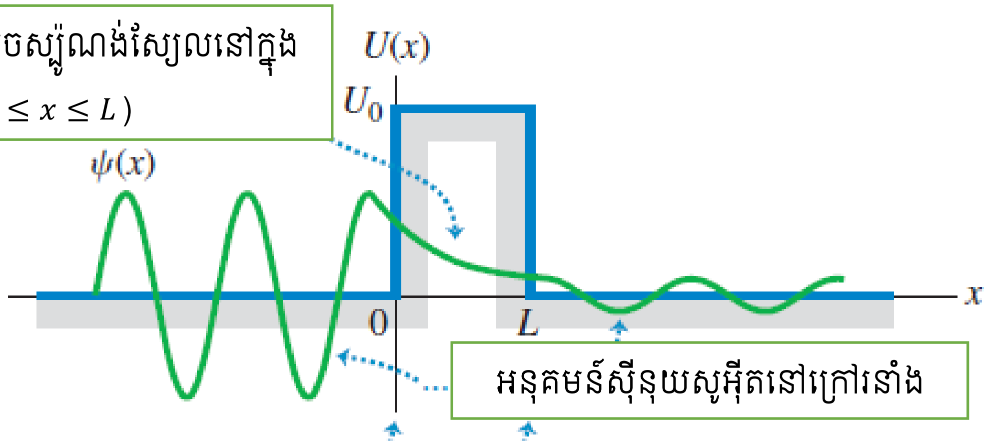
យើងអាចយកចម្លើយពីក្នុងផ្នែកខាងលើ។ ចំពោះក្នុងតំបន់ $x < 0$ និង$x > L$ $(\mathrm{U} = 0)$គេបានចម្លើយមានរាងស៊ីនុយសូអ៊ីតគេបាន $\psi(x) = A\cos\left(\frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}x\right) + B\sin\left(\frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}\right)$ (ក្នុងអណ្តូងការេ) (A,B ថេរ) (40.38) ។

ចំណែកនៅចន្លោះរបាំង $0 \le x \le L$ ហើយ $(\mathrm{U} = U_0)$ នោះចម្លើយសមីការ Schrödingerមានរាងជាអ៊ិចស្ប៉ូណង់ស្យែល។ ចម្លើយគឺ $\psi(x) = Ce^{\kappa x} + De^{-\kappa x}$(ក្រៅអណ្តូង) (40.40)។

ដូចក្នុងអណ្តូងប៉ូតង់ស្យែលកំណត់ដែរ អនុគមន៍ត្រូវតែតភ្ជាប់គ្នាយ៉ាងរលូតនៅត្រង់ចំនុចព្រំប្រទល់ $x = 0$ និង$x = L$ ដែលមានន័យថា $\psi(x)$និង $\mathrm{d}\,\psi(x)/dx$ ត្រូវតែជាអនុគមន៍ជាប់នៅត្រង់ចំនុចទាំងពីរនោះ។ តម្រូវការទាំងនេះ គេទាញបានអនុគមន៍រលកមួយដែលមានរាងដូចអនុគមន៍រលកក្នុងរូប

ទី១.២៧ខាងក្រោម។

អនុគមន៍រលករាងជាអ៊ិចស្ប៉ូណង់ស្យែលនៅក្នុងរនាំង$(0 \le x \le L)$



អនុគមន៍ស៊ីនុយសូអ៊ីតនៅក្រៅរនាំង

អនុគមន៍រលកនិងដេរីវេរបស់វាជាអនុគមន៍ជាប់ត្រង់$x = 0$និង$x = L$ ហេតុនេះអនុគមន៍ស៊ីនុយសូអ៊ីត និងអ៊ិចស្ប៉ូណង់ស្យែលភ្ជាប់គ្នាបានយ៉ាងល្អ។

រូបទី១.២៧.អនុគមន៍រលកដែលអាចកើតឡើងនៅពេលភាគល្អិតមួយឆ្លងចូលរួចរនាំងថាមពលប៉ូតង់ស្យែលដូចបង្ហាញក្នុងរូបទី១.២៦។

អនុគមន៍មិនសូន្យទេនៅផ្នែកខាងក្នុងរបាំង(តំបន់ហាមឃាត់ដោយមេកានិកញូតុន(រូបវិទ្យាបុរាណមិនអាចកើតមាន))។ ចំនុចគួរឱ្យចាប់អារម្មណ៍ទៀតនោះគឺភាគល្អិតដែលដំបូងនៅផ្នែកខាងឆ្វេងរបាំងអាចមានប្រូបាបនឹងរកឃើញវានៅផ្នែកខាងស្តាំនៃរបាំងនេះ។ ហើយតម្លៃប្រូបាបនេះគឺអាស្រ័យទៅនឹងប្រវែងទទឹងនៃរបាំង(កម្រាស់ L) និងថាមពលសរុបរបស់ភាគល្អិត Eធៀបនឹងកម្ពស់ថាមពលប៉ូតង់ស្យែល U_0 ។ ប្រូបាបនៃជម្រាបនេះ T ដែលភាគល្អិតជ្រាតចូលក្នុងរបាំងគឺសមាមាត្រទៅនឹងការេនៃផលចែករវាងអំព្លីទុតអនុគមន៍រលកស៊ីនុយសូអ៊ីតដែលនៅសងខាងនៃរបាំងនេះ។ អំព្លីទុតទាំងនោះត្រូវបានកំណត់ដោយអនុគមន៍រលកដែលផ្គូរផ្គងគ្នា និងដេរីវេរបស់ពួកវាដែលនៅត្រង់ចំនុចព្រំប្រទល់(boundary points)។ បើសិន $T \ll 1$, ចម្លើយមានតម្លៃប្រហែល $T = Ge^{-2\kappa L}$ (ប្រូបាបជម្រាប) ដែល $G = 16E/U_0\left(1 - \frac{E}{U_0}\right)$

ហើយ $\kappa = \frac{\sqrt{2m(U_0 - E)}}{\hbar}$ (40.42)

ប្រូបាបនេះថយចុះយ៉ាងលឿននៅពេលកម្រាស់ L កើនឡើង។ ហើយវាក៏អាស្រ័យលើផលសងរវាង $(U_0 - E)$ ដែលផលដកនេះគឺត្រូវស្មើនឹងថាមពលស៊ីនេទិចបន្ថែមដើម្បីអាចឱ្យភាគល្អិចឡើងទួលរួចសម្រាប់ក្នុងករណីមេកានិកញូតុន។

ឧទាហរណ៍ទី១៣៖ (ជម្រាប(tunneling)ឆ្លងចូលក្នុងរបាំងឬនាំង)

អេឡិចត្រុងមួយដែលមានថាមពល$2.0\mathrm{eV}$ បានដាលមកជួបរបាំងមួយដែលមានកម្ពស់$5.0\mathrm{eV}$។ ចូររកប្រូបាបដែលវានឹងជ្រាបចូលឆ្លងកាត់របាំងបើសិនប្រវែងទទឹងរបាំង(ក)$1.00nm$ និង(ខ)$0.50nm$។

ដំណោះស្រាយ

ការកំណត់អត្តសញ្ញាណនិងការរៀបចំបង្កប់ដោះស្រាយ៖

លំហាត់នេះយើងត្រូវប្រើគំនិតជម្រាបឆ្លងកាត់របាំងរាងជាចតុកោណកែងដូចបង្ហាញក្នុងរូបទី១.២៦ និងរូបទី១.២៧ខាងលើ។ អញ្ញតិដែលយើងចង់រកគឺប្រូបាបនៃជម្រាបTដែលយើងត្រូវគណនាដោយប្រើតម្លៃថាមពល$E = 2.0\mathrm{eV}$ (ថាមពលរបស់អេឡិចត្រុង)និងថាមពល$U_0 = 5.0\mathrm{eV}$(កម្ពស់របស់របាំង) ម៉ាសអេឡិចត្រុង $m = 9.11 \times 10^{-31}kg$ និង $L = 1.00nm$ ឬ $L = 0.50nm$(ទទឹងរបាំង)។

ការគណនា៖

ដំបូងយើងគណនាG និងκ ដោយប្រើថាមពល $E = 2.0\mathrm{eV}$

យើងបាន $G = 16E/U_0\left(1 - \frac{E}{U_0}\right)$

យើងបាន $G = \frac{16(2.0)}{5.0}\left(1 - \frac{2.0}{5.0}\right) = 3.8$

យើងបាន $U_0 - E = 3.0\text{eV} = 4.8 \times 10^{-19}\text{J}$

ហើយ $\kappa = \frac{\sqrt{2(9.11\times10^{-31}kg)(4.8\times10^{-19}\text{J})}}{1.055\times10^{-34}\text{J.s}} = 8.9 \times 10^9 m^{-1}$

ចូររកប្រូបាបដែលវានឹងជ្រាបចូលឆ្លងកាត់របាំងបើសិនប្រវែងទទឹងរបាំង(ក)$1.00nm$។

នៅពេល$L = 1.00nm = 1.00 \times 10^{-9}m$

យើងបាន $2\kappa L = 2(8.9 \times 10^9 m^{-1})(1.00 \times 10^{-9}m) = 17.8$

ហើយ $T = Ge^{-2\kappa L} = 3.8e^{-17.8} = 7.1 \times 10^{-8}$។

ខ.ចូររកប្រូបាបដែលវានឹងជ្រាបចូលឆ្លងកាត់របាំងបើសិនប្រវែងទទឹងរបាំង(ខ)$0.50nm$។

នៅពេល$L = 0.50nm = 0.50 \times 10^{-9}m$

យើងបាន $2\kappa L = 2(8.9 \times 10^9 m^{-1})(0.50 \times 10^{-9}m) = \frac{17.8}{2} = 8.9$

ហើយ $T = Ge^{-2\kappa L} = 3.8e^{-8.9} = 5.2 \times 10^{-4}$។

ខ្លាយតម្លៃ៖

កាលណាប្រវែងទទឹងរបស់របាំងថយចុះពាក់កណ្ដាល នោះប្រូបាបនៃការបញ្ជ្រាបចូលកើនឡើង

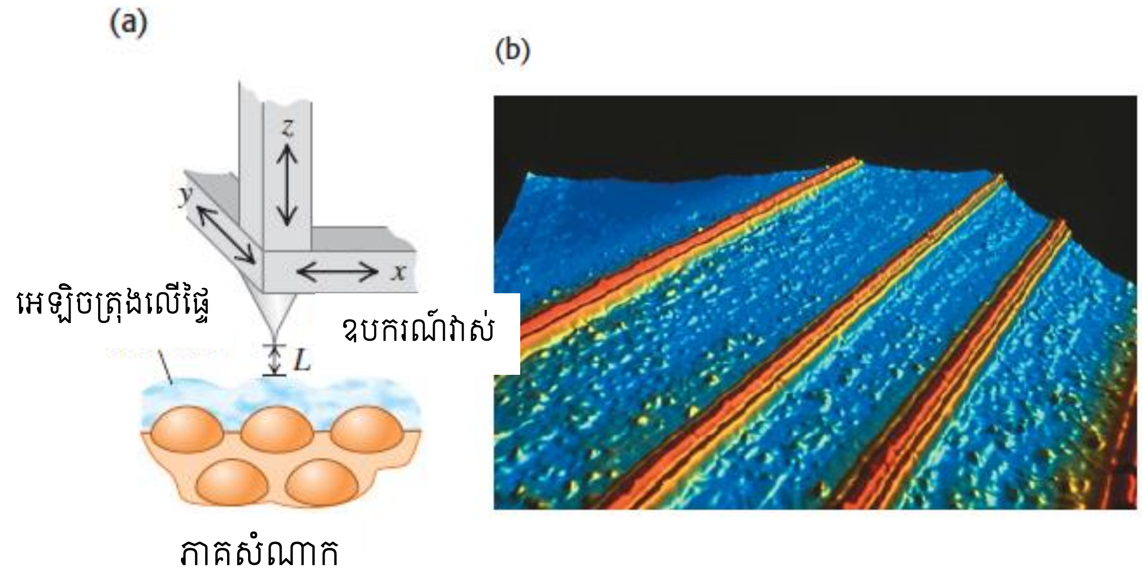
យើងបាន $\frac{5.2\times10^{-4}}{7.1\times10^{-8}} = 7.3 \times 10^3$ កើនឡើងជិត១ម៉ឺនដង។ ដូចនេះប្រវែងទទឹងរបស់របាំងមានភាពរួស(sensitive)ខ្លាំងណាស់លើប្រូបាបនៃការបញ្ជ្រាបចូលរបាំង។

ការអនុវត្តនៃការបញ្ជ្រាប

ការបញ្ជ្រាបចូលរបាំងមានការអនុវត្តយ៉ាងច្រើនក្នុងជីវភាពប្រចាំថ្ងៃនិងក្នុងបច្ចេកទេស។ នៅពេលយើងមួលខ្សែទង់ដែងផ្គួបចូលគ្នា ឬយើងបិទកង់តាក់(បន្ទះទាំងពីររបស់កុងតាក់ខិតជិតក្បែរគ្នា) ពេលនោះមានចរន្តអគ្គិសនីបានផ្លាស់ទីពីបន្ទះអង្គធាតុចម្លងមួយទៅកាន់បន្ទះមួយទៀតបានទោះបីមានស្រទាប់នៃអង្គធាតុមិនចម្លងចរន្ត(ទង់ដែងអុកស៊ីត)នៅចន្លោះបន្ទះអង្គធាតុចម្លងទាំងពីរយ៉ាងណាក៏ដោយ។ អេឡិចត្រុងបានជ្រាបចូលបន្ទះមិនចម្លងនេះ(អ៊ីសូឡង់អគ្គិសនី)។ ឌីយ៉ូតជ្រាបចូល(tunnel diode) ជាឧបករណ៍សឺមីកុងឌុចទ័រដែលអេឡិចត្រុងអាចជ្រាបចូលរបាំងប៉ូតង់ស្យែល។ ចរន្តអគ្គិសនីអាចត្រូវបានគេបិទឬបើកយ៉ាងរហ័សក្នុងរយៈពេលយ៉ាងខ្លីប្រហែលលំដាប់ពីកូវិនាទី(picoseconds)ដោយមានបំរែបំរួលកម្ពស់នៃរបាំង។ ឈ្នាប់ចូសេបសុន(josephson junction)កើតចេញបីបន្ទះអង្គធាតុមហាចម្លងពីរ(superconductors)ដែលនៅចន្លោះនោះខណ្ឌចែកដោយស្រទាប់អុកស៊ីតដែលមានកម្រាស់ប្រហែលតែ២ឬ៣អាតូមប៉ុណ្ណោះ។ គូអេឡិចត្រុងនៅក្នុងអង្គធាតុមហាចម្លងអាចជ្រាបចូលក្នុង

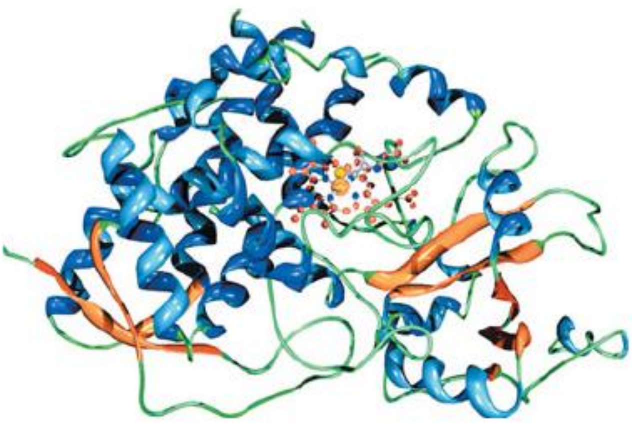
ស្រទាប់នៃរបាំង (ស្រទាប់អ៊ីសូឡង់) បានធ្វើឱ្យឧបករណ៍នេះមានលក្ខណៈពិសេសខុសគេ។ ឈ្នាប់ចូសេបសុនមានប្រយោជន៍ណាស់សម្រាប់បង្កើតបានជាស្តង់ដាតង់ស្យុងយ៉ាងសុក្រិតខ្ពស់ និងសម្រាប់វាស់ដែនម៉ាញេទិចយ៉ាងតូចៗបំផុត (tiny magnetic field) ហើយវាបានដើរតួនាទីយ៉ាងសំខាន់ក្នុងការអភិវឌ្ឍផ្នែកគណនាលើបាតុភូតកង់ទិច។

មីក្រូទស្សន៍ជ្រាបឆ្លង (scanning tunneling microscope: STM) ប្រើអេឡិចត្រុងជ្រាបចូលដើម្បីបង្កើតបានរូបភាពផ្ទៃដែលមានទំហំតូចៗរហូតប៉ុនទំហំអាតូមនីមួយៗ។ ម្ជុលអង្គធាតុចម្លងស្រួចៗខ្លាំងត្រូវបានដាក់ឱ្យខិតជិតផ្ទៃក្នុងកម្រិតប្រហែល ($1nm$) ប៉ុណ្ណោះដូចរូបទី១.២៨ (a)។ នៅពេលម្ជុលនៅខាងតំបន់ប៉ូតង់ស្យែលវិជ្ជមានធៀបទៅនឹងផ្ទៃ នោះអេឡិចត្រុងបានជ្រាបឆ្លងកាត់របាំងថាមពលលើផ្ទៃហើយបានទៅម្ជុល។ ដូចក្នុងឧទាហរណ៍ទី១៣ ប្រូបាបជម្រាបនិងចរន្តជ្រាបគឺរួសខ្លាំង (very sensitive) ទៅនឹងបំរែបំរួលប្រវែងទទឹងរបស់របាំង (ចម្ងាយរវាងចុងម្ជុលនឹងផ្ទៃ)។ ក្នុងម៉ូតមួយនៃដំណើរការស្កេននេះ ម្ជុលបានផ្លាស់ទីស្កេនពាសពេញផ្ទៃហើយក្នុងពេលជាមួយគ្នានោះវាបានផ្លាស់ទីកែងទៅនឹងផ្ទៃផងដែរដើម្បីរក្សាចរន្តជ្រាបចូលឱ្យនៅថេរ។ ចលនារបស់ម្ជុលត្រូវបានថតទុកហើយបន្ទាប់ពីបានស្កេនស្របៗគ្នាជាច្រើនដង រូបភាពមួយរបស់ផ្ទៃអាចត្រូវបានសាងសង់ឡើង។ ក្រោមការគ្រប់គ្រងត្រួតពិនិត្យចលនារបស់ម្ជុលយ៉ាងសុក្រិតដោយគិតពីការរាប់បញ្ចូលទាំងការដកចេញនៃចលនារំញ័រថែមទៀតផង។ ចំណែករូបទី១.២៨ (b) បង្ហាញពីរូបភាពដែលផ្តល់ដោយមីក្រូទស្សន៍ STM ។ ចំណែករូបភាពទី១.២៤ក៏ជារូបភាពដែលថតស្កេនដោយមីក្រូទស្សន៍ STM ផងដែរ។



រូបទី១.២៨.(a)ដ្យាក្រាមតំណាងអោយឧបករណ៍វាស់នៃមីក្រូទស្សន៍ឆ្លងស្កេនSTM។ នៅពេលឧបករណ៍វាស់ដែលធ្វើពីអង្គធាតុចម្លងយ៉ាងស្រួចត្រូវបានអូសស្កេនលើផ្ទៃតាមទិស xនិងy ហើយវាផ្លាស់ទីតាមអ័ក្សzដើម្បីរក្សាចរន្តជ្រាបឱ្យមានតម្លៃថេរ។ ការផ្លាស់ប្តូរទីតាំងរបស់ឧបករណ៍វាស់ត្រូវបានកត់ត្រាទុកហើយត្រូវបានប្រើសម្រាប់សាងសង់ជារូបភាពនៃផ្ទៃ។ (b)រូបភាពSTMដែលមានពណ៌បង្ហាញពីខ្សែកង់ទិច(quantum wires)៖ខ្សែឆ្មាៗមានទំហំទទឹងប្រហែលតែស្មើនឹង១០អាតូមប៉ុណ្ណោះ។ ខ្សែឆ្មានោះធ្វើពីលោហៈដីកម្រជាតុចម្លងផ្សំពីស៊ីលីស្យូមខ្លះនិងលោហៈផ្សេងទៀតខ្លះស្ថិតនៅលើផ្ទៃធ្វើពីស៊ីលីស្យ៉ូម។ នៅថ្ងៃណាមួយខ្សែកង់ទិចទាំងនោះអាចត្រូវបានគេប្រើធ្វើជាសៀគ្វីអេឡិចត្រូនិចយ៉ាងតូចៗឆ្មា។

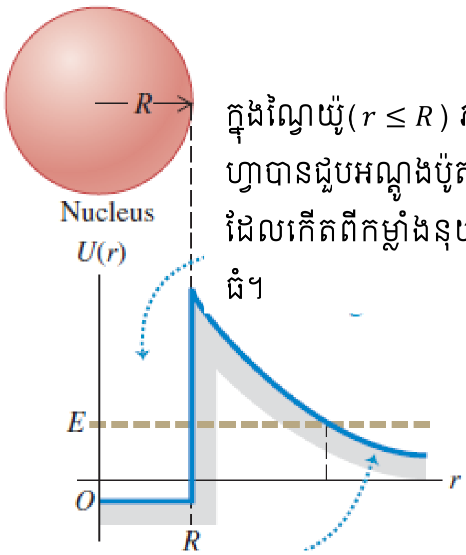
ការអនុវត្តក្នុងការស្រាវជ្រាវលើជីវសាស្ត្រ(អេឡិចត្រុងជ្រាបចូលក្នុងអង់ស៊ីម electron tunneling in enzymes)



រូបទី១.២៩.ម៉ូលេគុលប្រូតេអ៊ីនបានដើរតួយ៉ាងសំខាន់ជាអង់ស៊ីមក្នុងសរីរាង្គដែលមានជីវិត។ អង់ស៊ីមមានរាងដូចរូបនេះគឺជាម៉ូលេគុលធំ ហើយក្នុងករណីជាច្រើនតួនាទីឬដំណើរការរបស់វាគឺអាស្រ័យទៅលើសមត្ថភាពរបស់អេឡិចត្រុងអាចជ្រាបចូលលំហដែលខណ្ឌចែករវាងមួយផ្នែករបស់ម៉ូលេគុលទៅនឹងផ្នែកមួយផ្សេងទៀតរបស់ម៉ូលេគុល។ បើសិនគ្មានការជ្រាបនោះទេ នោះវានឹងពិតជាមិនអាចកើតមានជីវិតបានទេ។

ការជ្រាបចូលនេះក៏បានកើតមានច្រើនផងដែរក្នុងបាតុភូតរូបវិទ្យានុយក្លេអ៊ែរ។ ប្រតិកម្មរលាយ(fusion reaction)អាចកើតឡើងបាននៅពេលណ្វៃយ៉ូពីរ(two nuclei)ជ្រាបចូលរបាំង(រលាយចូលគ្នា)ដែលកើតពីកម្លាំងច្រានអគ្គិសនីរវាងបន្ទុកប្រូតុងនិងប្រូតុងហើយវាបានខិតជិតចូលគ្នាក្នុងចម្ងាយយ៉ាងខ្លីគ្រប់គ្រាន់សម្រាប់កម្លាំងនុយក្លេអ៊ែរទាញចូលដែលអាចធ្វើឱ្យណ្វៃយ៉ូទាំងពីររលាយចូលគ្នា។ ប្រតិកម្មរលាយបានកើតឡើងក្នុងស្នូលរបស់ផ្កាយរួមទាំងក្នុងព្រះអាទិត្យផងដែរ បើសិនមិនមានការជ្រាបចូលទេ នោះព្រះអាទិត្យនឹងមិនបញ្ចេញពន្លឺបានទេ។ បន្សាយនៃភាគល្អិតអាល់ហ្វាចេញពីណ្វៃយ៉ូមិនមាន

ស្ថេរភាពដូចជារ៉ាដ្យ៉ូម(radium)ក៏មានជាប់ទាក់ទងទៅនឹងការជ្រាបចូលដែរ(tunneling)។ ភាគល្អិតអាល់ហ្វាមួយកើតពីការផ្សំគ្នារវាងប្រូតុងពីរនិងណឺត្រុងពីរ(ដូចណ្វៃយ៉ូរបស់អេល្យ៉ូមដែលគេស្គាល់ជាទូទៅ)។ ភាគល្អិតអាល់ហ្វានេះច្រើនតែបន្សាយចេញពីណ្វៃយ៉ូដែលមានចំនួនអាតូមិចច្រើន(ណ្វៃយ៉ូធំៗ$Z \geq 82$)។ ភាគល្អិតអាល់ហ្វាមួយព្យាយាមរត់ចេញពីណ្វៃយ៉ូ ហើយភាគល្អិតអាល់ហ្វានេះត្រូវរត់មកជួបរបាំងប៉ូតង់ស្យែលដែលកើតពីការផ្សំគ្នារវាងកម្លាំងនុយក្លេអ៊ែរទាញចូល និងកម្លាំប្រានអគ្គិសនីនៃផ្នែកនៅសល់របស់ណ្វៃយ៉ូដូចរូបទី១.៣០។



ក្នុងណ្វៃយ៉ូ($r \leq R$) ភាគល្អិតអាល់ហ្វាបានជួបអណ្តូងប៉ូតង់ស្យែលការដែលកើតពីកម្លាំងនុយក្លេអ៊ែរយ៉ាងធំ។

ខាងក្រៅណ្វៃយ៉ូ($r > R$) ភាគល្អិតអាល់ហ្វាបានទទួលរងអំពើនៃប៉ូតង់ស្យែល($\frac{1}{r}$)ដោយសារកម្លាំងប្រានអេឡិចត្រូស្តាទិច។

រូបទី១.៣០.តម្លៃប្រហែលនៃអនុគមន៍ថាមពលប៉ូតង់ស្យែលសម្រាប់ភាគល្អិតអាល់ហ្វាមួយដែលមានអន្តរកម្មជាមួយណ្វៃយ៉ូមួយមានកាំR។ បើភាគល្អិតអាល់ហ្វាមួយមានថាមពល$E > 0$នៅក្នុងណ្វៃយ៉ូ វាអាចជ្រាបចូលក្នុងរបាំងហើយចាកចេញពីណ្វៃយ៉ូបាន។

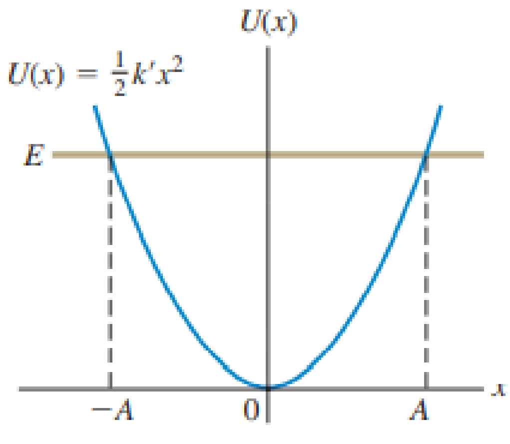
ដោយអាស្រ័យទៅនឹងកម្ពស់និងប្រវែងទទឹងរបស់របាំងសម្រាប់ណ្វៃយ៉ូអ្នកបន្សាយភាគល្អិតអាល់ហ្វាប្រូបាបនៃការជ្រាបចូលអាចមានតម្លៃតូចឬធំ នោះរូបធាតុដែលបន្សាយភាគល្អិតអាល់ហ្វា មានសកម្មភាពវិទ្យុសកម្មអាចទាបឬខ្ពស់ដែរ។ លោកអ៊ែនេស រូធើហ្វត(Ernest Rutherford)បានប្រើភាគល្អិតអាល់ហ្វាចេញពីប្រភពវិទ្យុសកម្មក្នុងការរុករកឃើញណ្វៃយ៉ូរបស់អាតូម។ ទោះបីរូធើហ្វតមិនបានដឹងពីបាតុភូតជ្រាបនេះទេនៅពេលនោះ ដែលការជ្រាបចូលនេះកើតឡើងពីការជ្រាបចូលរបស់ភាគល្អិតអាល់ហ្វាដែលធ្វើឱ្យពិសោធន៍របស់គាត់បានជោគជ័យ។

សំណួរត្រិះរិះ៖ តើភាគល្អិតមួយដែលបានជ្រាបចូលរបាំង ហើយត្រូវបានគេរកវាឃើញភាគច្រើននៅខាងក្នុងរបាំងជាងនៅខាងក្រៅសងខាងរបាំងដែរឬទេ ?

២.៥.លំយោលអាកម៉ូនិច

ប្រព័ន្ធមួយដែលមានលំយោលមានសារៈប្រយោជន៍ណាស់ក្នុងពិភពរូបវិទ្យា ដោយរាប់ចាប់តាំងពីលំយោលនៃក្រដាសត្រចៀកមនុស្សដើម្បីឆ្លើយតបទៅនឹងរលកសូរមួយ រហូតដល់លំយោលនៃផ្ទៃផែនដីដែលកើតពីចលនារញ្ជួយដី។ ចលនាលំយោលក៏មានសារៈសំខាន់ខ្លាំងណាស់ដែរក្នុងមាត្រដ្ឋានតូចៗមីក្រូស្កុបពិចដែលផលនៃមេកានិកកង់ទិចអាចកើតមានច្រើនជាងគេ។ ម៉ូលេគុលរបស់ខ្យល់ដែលនៅជុំវិញយើងអាចកើតមានលំយោលនៅពេលម៉ូលេគុលទាំងនោះទង្គិចគ្នា។ ចំណែកប្រូតុង និងណឺត្រុងដែលស្ថិតនៅក្នុងស្នូលអាតូមហើយអាតូមនោះស្ថិតនៅក្នុងភាពភ្លោច អាចមានចលនាលំយោលតាមទិសដៅផ្ទុយគ្នា។ ហើយចំណែកមីក្រូវេវ អូវិន(microwave oven) បានផ្ទេរថាមពលទៅអោយម្ហូបដោយធ្វើអោយម៉ូលេគុលទឹកក្នុងម្ហូបមានលំយោលត្រឡប់ចុះក្រោម និងត្រឡប់ឡើងលើ។ ក្នុងផ្នែកនេះ យើងនឹងពិនិត្យមើលចម្លើយនៃសមីការ Schrödinger នៃប្រព័ន្ធលំយោលមួយដែលមានភាពងាយស្រួលជាងគេគឺលំយោលអាកម៉ូនិចមេកានិកកង់ទិច។ ដូចដែលបានសិក្សាពីមុនមក អ្នកបង្កើតលំយោលអាកម៉ូនិចគឺជាភាគល្អិតមួយដែលមានម៉ាស m ផ្លាស់ទីនៅលើអ័ក្ស x ហើយស្ថិតនៅក្រោមឥទ្ធិពលនៃកម្លាំងរក្សា $F_x = -k'x$ ដែលk'ជាថេរនៃកម្លាំង។ យើងប្រើk'ជំនួស kដើម្បីកាត់បន្ថយការយល់ច្រឡំចំនួនរលក$k = \frac{2\pi}{\lambda}$។ កម្លាំងគឺសមាមាត្រទៅនឹងបម្លាស់ទីរបស់ភាគល្អិត x ដែលជាចម្ងាយពីភាគល្អិតទៅទីតាំងលំនឹង($x = 0$)។ ហើយអនុគមន៍ថាមពលប៉ូតង់ស្យែល $U = \frac{1}{2}k'x^2$(ដូចបង្ហាញក្នុងរូបទី១.៣១)។ ក្នុងមេកានិកញូតុន នៅពេលភាគល្អិតផ្លាស់ទីចេញពីទីតាំងលំនឹង នោះវានឹងទទួលរងចលនាលំយោលស៊ីនុយសូអ៊ីតដែលមានប្រេកង់ $f = \frac{1}{2\pi}\left(\frac{k'}{m}\right)^{1/2}$ ហើយមានល្បឿនមុំ $\omega = \left(\frac{k'}{m}\right)^{1/2}$ ។ ចំណែកអំព្លីទុតនៃលំយោល A នោះវាមានថាមពល $E = \frac{1}{2}k'A^2$ ។

ឥលូវយើងទស្សទាយសាកមើលថា តើកម្រិតនីវ៉ូថាមពលនៃលំយោលអាកម៉ូនិចនៃមេកានិកកង់ទិចយ៉ាងណាដែរ។



រូបទី១.៣១.អនុគមន៍ថាមពលប៉ូតង់ស្យែលសម្រាប់លំយោលអាកម៉ូនិច។ ក្នុងមេកានិចញូតុន អំព្លីទុតAមានទំនាក់ទំនងទៅនឹងថាមពល$E = \frac{1}{2}k'A^2$ហើយភាគល្អិតត្រូវបានគេកំណត់ឱ្យផ្លាស់ទីនៅចន្លោះ$x = -A$ទៅ$x = A$។ ចំណែកក្នុងមេកានិចកង់ទិចអាចត្រូវបានគេរកឃើញនៅត្រង់តំបន់$x < -A$ និង$x > A$។

ក្នុងរូបវិទ្យាបុរាណ អេឡិចត្រុងមួយដែលធ្វើចលនាលំយោលដែលមានល្បឿនមុំ ω វានឹងបន្សាយរលក អេឡិចត្រូម៉ាញេទិចដែលមានល្បឿនមុំដូចគ្នាដែរ ω។ ការគិតសមហេតុសមផលគឺថា នៅពេលអ្នកបង្កើតលំយោលអាកម៉ូនិចក្នុងមេកានិកកង់ទិចស្ថិតក្នុងភាពភ្ញោច ហើយមានល្បឿនមុំ$\omega = \left(\frac{k'}{m}\right)^{1/2}$ បានផ្លាស់ទីពីនីវ៉ូថាមពលមួយទៅនីវ៉ូថាមពលមួយទៀតដែលទាបជាង វាគួរតែបន្សាយផូតុងដែលមានល្បឿនមុំស្មើគ្នា$\omega = \left(\frac{k'}{m}\right)^{1/2}$។ ហើយផូតុងនោះត្រូវមានថាមពល $hf = \frac{h\omega}{2\pi} = \hbar\omega$

យើងរំពឹងទុកថា ចន្លោះថាមពលរវាងនីវ៉ូថាមពលមួយទៅនីវ៉ូថាមពលបន្ទាប់គឺ $\hbar\omega = \hbar\left(\frac{k'}{m}\right)^{1/2}$

(40.43)។ ចន្លោះថាមពលនេះគឺត្រូវគ្នានឹងចន្លោះថាមពលរកឃើញដោយលោកប្លង់ Planck។ ការសន្មតមួយដ៏ត្រឹមត្រូវគឺនីវ៉ូថាមពលនីមួយស្មើនឹងកន្លះចំនួនគត់$(\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2} \dots \dots)$គុណនឹង $\hbar\omega$។

អនុគមន៍រលក លក្ខ័ណ្ឌព្រំប្រទល់ និងនីវ៉ូថាមពល

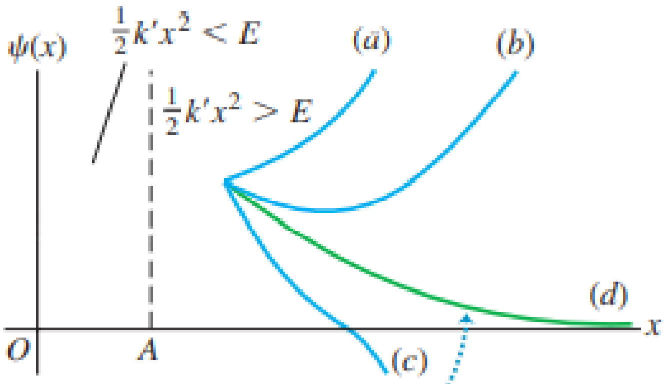
យើងនឹងចាប់ផ្តើមវិភាគលើមេកានិកកង់ទិចលំយោលអាកម៉ូនិចដោយសរសេរសមីការ Schrödinger តាមមួយវិមាត្រមិនអាស្រ័យនឹងពេលដូចសមីការ (40.23) ហើយជំនួស U ដោយ$\frac{1}{2}k'x^2$។

គេបាន $-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2\psi(x)}{dt^2} + \frac{1}{2}k'x^2\psi(x) = E\psi(x)$ (40.44)(សមីការ Schrödinger នៃលំយោលអាកម៉ូនិច)។ ចម្លើយនៃសមីការនេះគឺជាអនុគមន៍រលកសម្រាប់ភាពដែលអាចកើតឡើងនៃប្រព័ន្ធ។ ក្នុងការពិភាក្សាអំពីអណ្តូងប៉ូតង់ស្យែលការក្នុងផ្នែកមុនៗ យើងរកឃើញថានីវ៉ូថាមពលត្រូវបានកំណត់ដោយលក្ខ័ណ្ឌព្រំប្រទល់នៅត្រង់ជញ្ជាំងនៃអណ្តូង។ ប៉ុន្តែសម្រាប់ប៉ូតង់ស្យែលនៃលំយោលអាកម៉ូនិចគ្មានជញ្ជាំងនោះទេ តើយើងត្រូវកំណត់លក្ខ័ណ្ឌព្រំប្រទល់យ៉ាងដូចម្តេចទៅ?

តាមរូបវិទ្យាបុរាណ $|x|$មិនអាចធំជាងអំព្លីទុត Aបានទេ ដែលថាមពល$\text{E} = \frac{1}{2}k'A^2$។ ចំណែកមេកានិកកង់ទិចអាចអនុញ្ញាតិហើយជ្រាតចូលតំបន់ហាមឃាត់របស់រូបវិទ្យាបុរាណ ប៉ុន្តែមានប្រូបាបកាន់តែតូចនៅពេលការជ្រាតចូលនេះកាន់តែកើនឡើង។ ហេតុនេះអនុគមន៍រលកខិតជិតសូន្យ ពេល$|x|$កើន។ ដើម្បីផ្ទៀងផ្ទាត់លក្ខ័ណ្ឌ$\psi(x) \to 0$ នៅពេល$|x| \to \infty$ មិនមែនជារឿងងាយនោះទេ។ ដើម្បីអោយឃើញច្បាស់ ហើយយើងត្រូវសរសេរសមីការ (40.44) ឡើងវិញ $\frac{d^2\psi(x)}{dt^2} = \frac{2m}{\hbar^2}(\frac{1}{2}k'x^2 - E)\psi(x)$ (40.45)

សមីការ (40.45) បង្ហាញថាកាលណា$|x|$កើនធំគ្រប់គ្រាន់(វិជ្ជមាន ឬអវិជ្ជមាន)ដើម្បីអោយទំហំ$(\frac{1}{2}k'x^2 - E)$មានតម្លៃវិជ្ជមាន នោះគេបានអនុគមន៍រលក$\psi(x)$ និងដេរីវេទី២របស់វាត្រូវមានសញ្ញាដូចគ្នា។ រូបទី១.៣២ បង្ហាញពីរាងនៃខ្សែកោងនៃអនុគមន៍រលក $\psi(x)$ ចំនួនបួនដែលអាចកើតមានដោយចាប់ផ្តើមពីចំនុចត្រង់ xធំជាងអំព្លីទុតបុរាណ A នោះ $\frac{1}{2}k'x^2 - E = \frac{1}{2}k'x^2 - \frac{1}{2}k'A^2 > 0$។

តាមរូប (40.24)បង្ហាញថា បើអនុគមន៍រលក $\psi(x)$វិជ្ជមាននោះតាមសមីការ (40.45) គេបាន$\frac{d^2\psi(x)}{dt^2}$ វិជ្ជមានដែរ នោះគេបានអនុគមន៍រលកមានរាងកោងផ្ការឡើងលើ។ ត្រូវចងចាំថា $\frac{d^2\psi(x)}{dt^2}$គឺជាកម្រិតនៃការប្រែប្រួលមេគុណប្រាប់ទិសនៃអនុគមន៍រលក$\psi(x)$។ លក្ខណៈនេះជួយយើងអោយងាយយល់រូបរាងនៃខ្សែកោង។



មានខ្សែកោង(d)តែមួយគត់ដែលជាអាស៊ីមតូតខិតជិតអ័ក្សxនៅពេលតម្លៃxកើនឡើង ដូចនេះខ្សែកោង(d)ជាអនុគមន៍ដែលត្រឹមត្រូវតាងឱ្យប្រព័ន្ធនេះ។

រូបទី១.៣២.លក្ខណៈសំគាល់ដែលអាចកើតមាននៃអនុគមន៍លំយោលអាម៉ូនិចក្នុងតំបន់ដែល$\frac{1}{2}k'A^2 > E$។ ក្នុងតំបន់នេះ$\psi(x)$និង$\frac{d^2\psi(x)}{dx^2}$មានសញ្ញាដូចគ្នា។ ខ្សែកោងផតផ្ការឡើងលើនៅពេល$\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} > 0$ ហើយខ្សែកោងផតផ្កាប់ចុះក្រោមនៅពេល $\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} < 0$។

ខ្សែកោង (a)នោះមេគុណប្រាប់ទិស(slope)នៃ$\psi(x)$មានតម្លៃវិជ្ជមាននៅត្រង់ x ដោយ $\frac{d^2\psi(x)}{dt^2} > 0$ នោះខ្សែកោងអនុគមន៍កោងឡើងលើយ៉ាងខ្លាំងខិតទៅរកអនន្ត។ លក្ខណៈនេះបានបំពានលក្ខ័ណ្ឌព្រំប្រទល់នៅពេល $x \to \infty$ នោះ $\psi(x) \to 0$ ដូចនេះវាជាអនុគមន៍រលកដែលមិនអាចដំណើរការបានទេ។

ខ្សែកោង (b)នោះមេគុណប្រាប់ទិស(slope)នៃ$\psi(x)$មានតម្លៃអវិជ្ជមាននៅត្រង់ xហើយ $\frac{d^2\psi(x)}{dt^2}$មានតម្លៃវិជ្ជមានយ៉ាងធំ។ គេទាញបាន មេគុណប្រាប់ទិសកើនយ៉ាងលឿនពីតម្លៃអវិជ្ជមានទៅតម្លៃវិជ្ជមានហើយបន្តកើនឡើងជាលំដាប់។ អនុគមន៍រលកកើនឡើងរហូតដល់អនន្ត។ ដូចនេះអនុគមន៍រលកនេះមិនអាចដំណើរការបានទេ។ ខ្សែកោង(c) ដូចខ្សែកោង (b)ដែរ មេគុណប្រាប់ទិសអវិជ្ជមាននៅត្រង់ចំនុច x ប៉ុន្តែ $\frac{d^2\psi(x)}{dt^2}$មានតម្លៃវិជ្ជមានយ៉ាងតូច ហើយមេគុណប្រាប់ទិសកើនឡើងកំឡុងពេលដែលអនុគមន៍$\psi(x)$ថយចុះដល់សូន្យ បន្ទាប់មកបានឆ្លងតម្លៃពីវិជ្ជមានរហូតដល់អវិជ្ជមាន។

សមីការ(40.45)បង្ហាញថា នៅពេល$\psi(x)$ក្លាយជាអវិជ្ជមាន នោះ $\frac{d^2\psi(x)}{dt^2}$ក្លាយជាអវិជ្ជមានដែរ។ ហេតុនេះខ្សែកោងផតចុះក្រោមហើយថយចុះរហូតដល់ដកអនន្ត។ អនុគមន៍បែបនេះក៏ដូចអនុគមន៍មុនៗដែរ មិនអាចផ្ទៀងផ្ទាត់លក្ខ័ណ្ឌដែល $|x| \to \infty$ នោះ $\psi(x) \to 0$។ ដូចនេះខ្សែកោង(c)មិនអាចតាងឱ្យប្រព័ន្ធនេះបានទេ។

ចំណែកខ្សែកោង(d)៖ បើសិនមេគុណប្រាប់ទិសនៃអនុគមន៍រលក $\psi(x)$នៅត្រង់xមានតម្លៃអវិជ្ជមាន ហើយតម្លៃវិជ្ជមាននៃ$\frac{d^2\psi(x)}{dt^2}$នៅត្រង់ចំនុចនេះមិនធំពេកហើយមិនតូចពេក នោះខ្សែកោងពត់ទៅរកអ័ក្សxកាន់តែខិតជិតអ័ក្សនេះ(អាស៊ីមតូត)។ ករណីនេះបានផ្តល់នូវក្តីសង្ឃឹមថាវានឹងផ្ទៀងផ្ទាត់លក្ខណ្ឌព្រំប្រទល់ដែល $|x| \to \infty$ នោះ $\psi(x) \to 0$ ហើយវាអាចកើតឡើងតែចំពោះតម្លៃពិសេសខ្លះៗនៃថាមពលE ប៉ុណ្ណោះ។

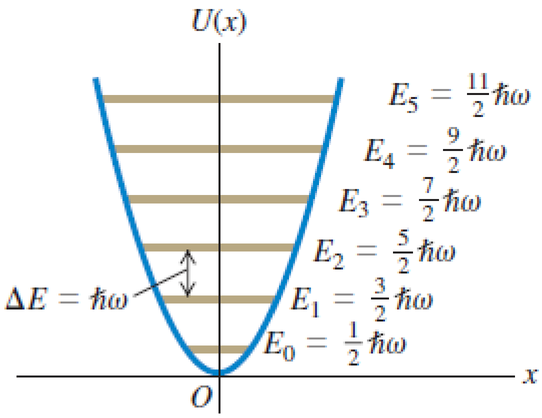
ការពិភាក្សាតាមបែបគុណវិស័យនេះបានស្នើពីរបៀបដែលលក្ខណ្ឌព្រំប្រទល់នៅពេល$|x| \to \infty$បានកំណត់នីវ៉ូថាមពលដែលអាចកើតមានសម្រាប់លំយោលអាកម៉ូនិចក្នុងមេកានិកកង់ទិច។ វាបានកើតឡើងនូវលក្ខណ្ឌព្រំប្រទល់នេះ ដោយវាបានផ្ទៀងផ្ទាត់តែក្នុងករណីមួយគត់គឺថាមពល(E)ស្មើនឹងតម្លៃមួយនៃនីវ៉ូថាមពលE_nកំណត់ដោយរូបមន្តងាយៗ។

យើងបាន $E_n = \left(n+\frac{1}{2}\right)\hbar\sqrt{\frac{k'}{m}} = (n+\frac{1}{2})\hbar\omega$ ដែល $n = 0,1,2,3, \ldots\ldots$ (40.46)

(នីវ៉ូថាមពល លំយោលអាកម៉ូនិច)

ដែលnជាចំនួនកង់ទិចដែលបញ្ជាក់ពីអត្តសញ្ញាណនៃនីវ៉ូថាមពលឬភាព។

ចូរចំណាំថានីវ៉ូគ្រឹះគឺ$E_0 = \frac{1}{2}\hbar\omega$ នៅពេល $n = 0$ មិនមែន $n = 1$ទេ។ សមីការ(40.46)បានអះអាងពីការរំពឹងទុករបស់យើងដែលបានទាយទុកមុនថា នីវ៉ូថាមពលដែលនៅជិតគ្នាស្ថិតនៅចន្លោះថាមពលថេរមួយគឺ $\hbar\omega = hf$ ដូចចម្លើយរបស់លោកប្លង់ដែរនៅឆ្នាំ១៩០០។ មាននីវ៉ូថាមពលច្រើនរាប់មិនអស់ច្រើនបែបនេះមិនមានអ្វីគួរឱ្យភ្ញាក់ផ្អើលទេ ដោយសារយើងកំពុងសិក្សាពីអណ្តូងប៉ូតង់ស្យែលដែលមានជម្រៅដែលមិនអាចកំណត់បានដែរ។ នៅពេល$|x|$កើនឡើង នោះថាមពល$U = \frac{1}{2}k'x^2$កើនឡើងមិនអាចកំណត់បានដែរ(គ្មានទំនាញ)។ រូបទី១.៣៣បង្ហាញពីនីវ៉ូថាមពលចំនួន៦ទាបជាងគេហើយអនុគមន៍ថាមពលប៉ូតង់ស្យែល$U(x)$។ សម្រាប់នីវ៉ូនីមួយៗ(n)តម្លៃនៃ$|x|$ដែលជាចំនុចប្រសព្វរវាងថាមពលE_nនិងថាមពលប៉ូតង់ស្យែល$U(x)$ហើយចំនុចនេះស្ថិតនៅលើបន្ទាត់ដេកគឺជាអំព្លីទុតA_nនៃលំយោលញូតុន។



រូបទី១.៣៣.នីវ៉ូថាមពលសម្រាប់លំយោលអាកម៉ូនិច។ ចម្លោះនីវ៉ូថាមពលរវាងនីវ៉ូពីរជិតគ្នាបំផុតគឺ$\Delta E = \omega\hbar$ ហើយថាមពលនីវ៉ូគ្រឹះគឺ $E_0 = \frac{1}{2}\omega\hbar$

ឧទាហរណ៍ទី១៤៖(លំញ័រក្នុងក្រាមអង្គធាតុរឹង)

អាតូមសូដ្យ៉ូមមួយមានម៉ាស$3.82 \times 10^{-26} kg$ មានលំយោលក្នុងក្រាមអង្គធាតុរឹងរបស់វា។ ថាមពលប៉ូតង់ស្យែលបានកើនឡើងបាន 0.0075eV នៅពេលអាតូមផ្លាស់ទីបាន$0.014 nm$ ចេញពីទីតាំងលំនឹងរបស់វា។ យើងសន្មតថាអាតូមមានលំយោលដូចលំយោលអាកម៉ូនិច។

ក.រកប្រេកង់មុំនៃលំយោលដោយផ្អែកលើមេកានិកញូតុន ?

ខ.រកចន្លោះនីវ៉ូថាមពលនៃនីវ៉ូពីរដែលនៅជិតគ្នា(គិតជាeV)ដោយផ្អែកលើមេកានិកកង់ទិច។

គ.រកជំហានរលកផូតុងដែលបន្សាយចេញនៅពេលមានបម្លាស់ទីពីនីវ៉ូមួយទៅនីវ៉ូមួយទៀតដែលមានថាមពលទាបជាង ? តើជំហានរលកនេះស្ថិតនៅតំបន់ណានៃស្ប៉ិចរលកអេឡិចត្រូម៉ាញេទិច ?

ដំណោះស្រាយ

ក.រកប្រេកង់មុំនៃលំយោលដោយផ្អែកលើមេកានិកញូតុន ?

តាមទំនាក់ទំនង $U = \frac{1}{2} k' x^2$

យើងបាន $k' = \frac{2U}{x^2}$ ដែល $U = 0.0075\text{eV}$ ហើយ $x = 0.014 nm$

យើងបាន $k' = \frac{2(1.2\times10^{-21}\text{J})}{(0.014\times10^{-9} m)^2} = 12.2 N/m$

ហើយ $\omega = \sqrt{\frac{k\prime}{m}} = \sqrt{\frac{12.2 N/m}{3.82\times10^{-26} kg}} = 1.79 \times 10^{13} \text{rad}/s$

ខ.រកចន្លោះនីវ៉ូថាមពលនៃនីវ៉ូពីរដែលនៅជិតគ្នា(គិតជាeV)ដោយផ្អែកលើមេកានិកកង់ទិច។

យើងមាន $\Delta E = \hbar\omega = (1.054 \times 10^{-34} \text{J.s})\left(1.79 \times \frac{10^{13}\text{rad}}{s}\right) = 1.88 \times 10^{-21}\text{J} = 0.0118\text{eV}$

គ.រកជំហានរលកផូតុងដែលបន្សាយចេញនៅពេលមានបម្លាស់ទីពីនីវ៉ូមួយទៅនីវ៉ូមួយទៀតដែលមានថាមពលទាបជាង ? តើជំហានរលកនេះស្ថិតនៅតំបន់ណានៃស្ប៉ិចរលកអេឡិចត្រូម៉ាញេទិច ?

យើងមាន $\Delta E = \hbar\omega = hf = \frac{hc}{\lambda}$

យើងទាញរកជំហានរលក $\lambda = \frac{\text{hc}}{\Delta E} = \frac{(4.136\times10^{-15}\text{eV.s})(3.00\times10^{8} m/s)}{0.0118\text{eV}} = 1.05 \times 10^{-4} m = 105 \mu m$

ជំហានរលកផូតុងនេះស្ថិតនៅក្នុងតំបន់ក្រហមអាំងប្រានៃស្ប៉ិចរលកអេឡិចត្រូម៉ាញេទិច។

វាយតម្លៃ៖

ឧទាហរណ៍នេះបង្ហាញពីថេរកម្លាំងរវាងអាតូម($k' = 12.2 N/m$)តម្លៃនេះប្រហាក់ប្រហែលទៅនឹងថេរកំរាញរបស់រ៉ឺស័រដែលយើងប្រើក្នុងផ្ទះឬរ៉ឺស័រក្នុងឧបករណ៍ក្មេងលេង(ឬស្មើនឹងសាច់ខោអាវដែលយឺតៗ

រឹតខ្លួនប្រាណយើង)។ យើងក៏អាចសិក្សាពីលំញ័រនៃម៉ូលេគុលដោយវាស់ពីការបញ្ចេញកាំរស្មីបន្សាយចេញនៅពេលវាលោតពីភាពលំញ័រខ្ពស់ទៅកាន់ភាពលំញ័រដែលទាបជាង។

ប្រៀបធៀបលំយោលមេកានិកកច់ទិចនិងលំយោលមេកានិកញ្ញូតុន

អនុគមន៍រលកសម្រាប់នីវ៉ូ$(n = 0,1,2,3,..)$នៃលំយោលអាកម៉ូនិចត្រូវបានគេហៅថាអនុគមន៍អែកមីត (Hermite function) អនុគមន៍មិនមែនអនុគមន៍ដែលងាយៗនោះទេ(មិនមែនជាការគណនានៅកម្រិតបឋមសិក្សាទេ)ប៉ុន្តែជាការគណនានៅកម្រិតខ្ពស់ក្នុងផ្នែកគណិតវិទ្យា។ អនុគមន៍អែកមីតនីមួយៗជាអនុគមន៍អ៊ិចស្ប៉ូណង់ស្យែលហើយគុណនឹងពហុធានៃ(x)(polynomial of x)។ អនុគមន៍រលកលំយោលអាកម៉ូនិចដែលត្រូវគ្នានឹងនីវ៉ូ$(n = 0)$ហើយថាមពល$E = E_0$(នីវ៉ូគ្រឹះ)។

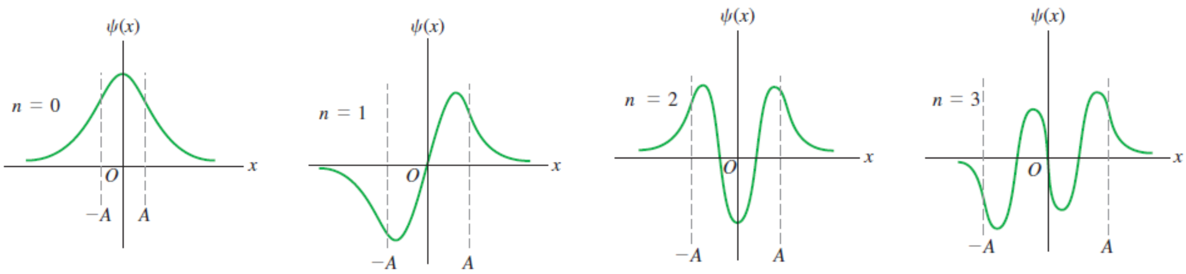
យើងបានអនុគមន៍រលក $\psi(x) = Ce^{-\frac{\sqrt{mk'}x^2}{2\hbar}}$ (40.47)

តម្លៃថេរ C ត្រូវបានជ្រើសរើសយ៉ាងណាដើម្បីឱ្យអនុគមន៍រកមាននិយាមកម្ម(normalization)

បានន័យថា $\int_{-\infty}^{+\infty}\psi(x)dx = 1$

យើងអាចរកតម្លៃ(C)ដោយប្រើទំនាក់ទំនងខាងក្រោម៖

យើងបាន $\int_{-\infty}^{+\infty}e^{-a^2x^2}dx = \frac{\sqrt{\pi}}{2}$



រូបទី១.៣៤.អនុគមន៍រលកដំបូងចំនួន៤សម្រាប់លំយោលអាកម៉ូនិច។ អំព្លីទុត(A)នៃលំយោលញ្ញូតុនដែលមានថាមពលសរុបស្មើគ្នា។ អនុគមន៍រលកនីមួយៗត្រូវបានជ្រាបចូលក្នុងតំបន់ហាមឃាត់របស់មេកានិចបុរាណ$(|x| > A)$។ ចំនួនសរុបនៃកំពូលខ្ពស់ខាងលើ(finite maxima)និងកំពូលខាងក្រោមកំណត់(finite minima)ចំពោះអនុគមន៍នីមួយៗគឺ$(n + 1)$ធំជាងចំនួនកង់ទិចមេចំនួនមួយ។

ដើម្បីអះអាងថា$\psi(x) = Ce^{-\frac{\sqrt{mk'}x^2}{2\hbar}}$ ជាចម្លើយរបស់សមីការស្រូឌីងគ័រសម្រាប់លំយោលអាកម៉ូនិច យើងអញ្ជើញលោកអ្នកជួយគណនាដេរីវេទី២នៃអនុគមន៍រលកនេះ ហើយជំនួសចូលក្នុងសមីការស្រូឌីងគ័រ$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2\psi(x)}{dt^2}+\frac{1}{2}k'x^2\psi(x) = E\psi(x)$ (40.44)

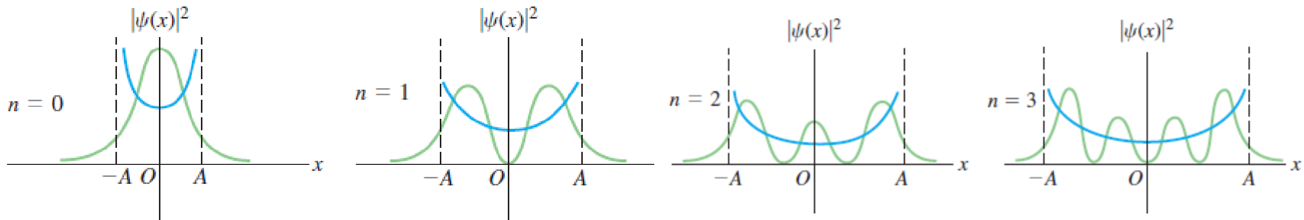
បន្ទាប់មកផ្ទៀងផ្ទាត់ថាសមីការនេះត្រូវបានផ្ទៀងផ្ទាត់បើសិនថាមពល$E_0 = \frac{1}{2}\hbar\omega$ ។ ការគណនានេះពិបាកធ្វើបន្តិច(ប្រឹងប្រែងបន្តិច)ប៉ុន្តែវានៅតែផ្ទៀងផ្ទាត់បានល្អ។

រូបទី១.៣៤បង្ហាញពីអនុគមន៍រលកនៃលំយោលអាកម៉ូនិចចំនួន៤ដំបូងគេ។ ក្រាបនីមួយៗបានបង្ហាញផងដែរពីអំព្លីទុត(A)នៃលំយោលអាកម៉ូនិចញូតុនដែលមានថាមពលស្មើគ្នា។

យើងបាន $\frac{1}{2}k'A^2 = (n+\frac{1}{2})\hbar\omega$ (40.48)

ក្នុងករណីនីមួយៗមានការជ្រាបចូលនៃអនុគមន៍រលកចូលក្នុងតំបន់($|x| > A$)ហើយតំបន់នេះត្រូវបានហាមឃាត់(មិនមានអនុគមន៍រលកដាច់ខាត)សម្រាប់មេកានិកញូតុន។ ស្ថានភាពនេះស្រដៀងគ្នានឹងភាគល្អិតដែលយើងសិក្សាក្នុងអណ្តូងប៉ូតង់ស្យែលការេកំណត់។

ចំណែករូបទី១.៣៥ បង្ហាញពីដង់ស៊ីតេប្រូបាប$|\psi(x)|^2$ ចំពោះភាពដូចគ្នា។ ក្រាបនីមួយៗក៏បានបង្ហាញផងដែរពីដង់ស៊ីតេប្រូបាបកំណត់ដោយរូបវិទ្យាញូតុនដែលប្រូបាបដើម្បីស្វែងរកភាគល្អិតដែលនៅជិតចំនុចមួយដែលជ្រើសរើសដោយចៃដន្យគឺច្រាសសមាមាត្រទៅនឹងល្បឿនរបស់ភាគល្អិតនៅត្រង់ចំនុចនេះ។ បើសិនយើងរកជាមធ្យមនៃចលនាឡើងចុះ(wiggle)ក្នុងខ្សែកោងប្រូបាបមេកានិកកង់ទិច លទ្ធផលសម្រាប់($n > 0$)ដូចគ្នានឹងការរំពឹងទុកក្នុងមេកានិកញូតុន។ លទ្ធផលស្របគ្នានេះបានកើនឡើងតាមការកើនតាមតម្លៃ(n)ដូចក្នុងរូបទី១.៣៦ដែលបានបង្ហាញពីអនុគមន៍ប្រូបាបមេកានិកកង់ទិចនិងបុរាណនៅពេល $n = 10$។

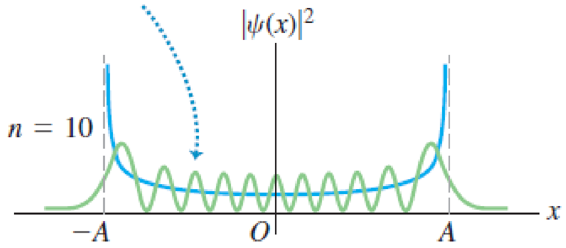


រូបទី១.៣៥.អនុគមន៍ដង់ស៊ីតេប្រូបាប$|\psi(x)|^2$សម្រាប់អនុគមន៍រលកដូចក្នុងរូបទី១.៣៤។ អំព្លីទុត(A)នៃចលនារបស់ញូតុនដែលមានថាមពលស្មើគ្នាក្នុងករណីនីមួយៗ។ ខ្សែពណ៌ខៀវបង្ហាញពីដង់ស៊ីតេប្រូបាបដែលត្រូវនឹងនីវ៉ូថាមពលនីមួយៗសម្រាប់ចលនាញូតុន។ នៅពេល n កើនឡើងនោះអនុគមន៍មេកានិចមធ្យមកាន់តែដូចទៅនឹងខ្សែកោងមេកានិចញូតុន។

ត្រូវកត់ចំណាំថាចម្លោះនីវ៉ូថាមពលនៃ$|\psi(x)|^2$ ក្នុងរូបទី១.៣៦កើនឡើងតាមកំណើនតម្លៃនៃប្រវែងពី $x = 0$ ។ ស្ថានភាពនេះមានន័យត្រឹមត្រូវតាមគំនិតរបស់មេកានិកញូតុន៖ នៅពេលភាគល្អិតផ្លាស់ទី

ឆ្ងាយពីទីតាំង $x = 0$ ហើយថាមពលស៊ីនេទិចរបស់វាK និងតម្លៃបរិមាណចលនាp ថយចុះទាំងពីរ។ ប៉ុន្តែបើយើងគិតតាមលក្ខណៈកង់ទិចវាមានន័យថាជំហានរលក$\lambda = \frac{h}{p}$ កើនឡើង ហេតុនេះចន្លោះថាមពលរវាងតម្លៃសូន្យនៃអនុគមន៍រលក $\psi(x)$ ក៏កើនឡើងដែរ(ហើយយើងអាចទាញបានតម្លៃ $|\psi(x)|^2$កើនឡើង)។

តម្លៃnកាន់តែធំ នោះដង់ស៊ីតេប្រូបាបមេកានិចកង់ទិចកាន់តែមានរាងដូចដង់ស៊ីតេប្រូបាបក្នុងមេកានិចញូតុន(ខ្សែពណ៌ខៀវ)។



រូបទី១.៣៦.អនុគមន៍ដង់ស៊ីតេប្រូបាបមេកានិចកង់ទិចនិងញូតុនក្នុងលំយោលអាកម៉ូនិចសម្រាប់ភាព$n = 10$។ អំព្លីទុតក្នុងមេកានិចញូតុនAត្រូវបានបង្ហាញ។

ក្នុងការវិភាគរបស់មេកានិកញូតុនលើលំយោលអាកម៉ូនិច ថាមពលអប្បបរមាស្មើសូន្យ បានន័យថាភាគល្អិតនៅស្ងៀមនៅត្រង់ទីតាំង($x = 0$)។ ស្ថានភាពបែបនេះមិនអាចកើតមានឡើយក្នុងមេកានិកកង់ទិចបានន័យថាគ្មានចម្លើយនៃសមីការស្រូឌីងគ័រដែល $E = 0$ ហើយផ្ទៀងផ្ទាត់លក្ខណ្ឌព្រំប្រទល់។ លើសពីនេះទៀតបើសិនមានភាពបែបនេះវានឹបំពានគោលការណ៍មិនដាក់លាក់ហាយស៊ិនបឺគ ពីព្រោះវានឹងមិនមានភាពមិនដាក់លាក់នៃបរិមាណចលនាផងនិងទីតាំងផង។ ថាមពលត្រូវតែមានតម្លៃយ៉ាងហោចណាស់$E = \frac{1}{2}\hbar\omega$ សម្រាប់ប្រព័ន្ធមួយដែលអាចស្របតាមគោលការណ៍មិនដាក់លាក់ហាយស៊ីនបឺគ។ ដើម្បីមើលវាតាមគុណវិស័យថាតើហេតុអ្វីបានជាវាមានលក្ខណៈបែបហ្នឹង។ ចូរយើងពិចារណាលើលំយោលមេកានិកញូតុនដែលមានថាមពលសរុប($E = \frac{1}{2}\hbar\omega$)។ យើងអាចរកអំព្លីទុត($A$)និងល្បឿនអតិបរមា។ នៅពេលដែលភាគល្អិតស្ថិតនៅទីតាំងដែលមានបំលាស់ទីអតិបរមា($x = \pm A$)ខណៈនោះវានៅស្ងៀមដោយមានល្បឿនខណៈស្មើសូន្យ$K = 0$ ហើយថាមពលសរុប$E = U = \frac{1}{2}k'A^2$ នៅពេលភាគល្អិតស្ថិតនៅទីតាំងលំនឹង($x = 0$)នោះភាគល្អិតផ្លាស់ទីដោយល្បឿនអតិបរមា($U = 0$) ហើយថាមពលសរុប $E = K = \frac{1}{2}mv_{\max}^2$ ដោយ $E = \frac{1}{2}\hbar\omega$

យើងបាន $\frac{1}{2}k'A^2 = \frac{1}{2}\hbar\omega = \frac{1}{2}\hbar\sqrt{\frac{k'}{m}}$

យើងទាញបាន $A = \frac{\hbar^{1/2}}{k'^{1/4}m^{1/4}}$

យើងមាន $E = \frac{1}{2}mv_{\max}^2 = \frac{1}{2}k'A^2$

យើងទាញបាន $v_{max} = A\left(\frac{k'}{m}\right)^{1/2} = \frac{\hbar^{1/2}k'^{1/4}}{m^{3/4}}$

បរិមាណចលនាអតិបរមាអតិបរមារបស់ភាគល្អិតគឺ

យើងបាន $p_{max} = mv_{max} = \hbar^{1/2}k'^{1/4}m^{1/4}$

នេះគឺជាកន្លែងដែលគោលការណ៍មិនដាក់លាក់ត្រូវបានអនុវត្ត។ នៅត្រង់នេះមានភាពមិនដាក់លាក់លើទីតាំងរបស់ភាគល្អិតនិងបរិមាណចលនា(អាចគណនាដូចគម្លាតស្តង់ដារដែរ)។

យើងបាន $\Delta x=\frac{A}{\sqrt{2}}$ ហើយ $\Delta p_x=\frac{p_{max}}{\sqrt{2}}$

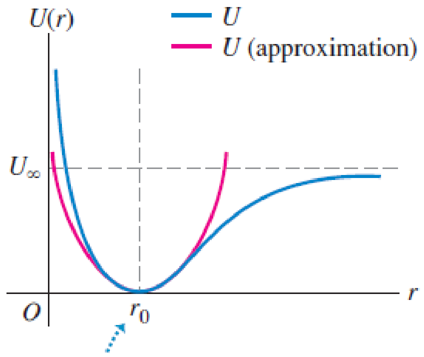
បន្ទាប់មក $\Delta x\Delta p_x=\left(\frac{\hbar^{1/2}}{2^{1/2}k'^{1/4}m^{1/4}}\right)\left(\frac{\hbar^{1/2}k'^{1/4}m^{1/4}}{2^{1/2}}\right)=\frac{\hbar}{2}$

ផលគុណនេះស្មើនឹងតម្លៃអប្បបរមា ដោយសារតាមគោលការណ៍ $\Delta x\Delta p_x\geq\frac{\hbar}{2}$ ហេតុនេះគោលការណ៍មិនជាក់លាក់ហាយស៊ិនបឺគត្រូវបានផ្ទៀងផ្ទាត់។ បើសិនថាមពលមានតម្លៃតូចជាង($\frac{1}{2}\hbar\omega$) ផលគុណ $\Delta x\Delta p_x$ គួរតែមានតម្លៃតូចជាង($\frac{1}{2}\hbar\omega$)ហើយគោលការណ៍មិនជាក់លាក់ហាយស៊ិនបឺគត្រូវបានរំលោភបំពាន។

ទោះបីអនុគមន៍ថាមពលប៉ូតង់ស្យែលមិនមានរាងដូចប៉ារ៉ាបូលទាំងស្រុងក៏ដោយ យើងក៏អាចរករាងប្រហែលៗដោយប៉ូតង់ស្យែលលំយោលអាកម៉ូនិចសម្រាប់បម្លាស់ទីយ៉ាងតូចគ្រប់គ្រាន់ចេញពីទីតាំងលំនឹង។ ចំណែករូបទី១.៣៧ បង្ហាញអនុគមន៍ថាមពលប៉ូតង់ស្យែលធម្មតាមួយសម្រាប់កម្លាំងរវាងអាតូមក្នុងម៉ូលេគុលមួយ។ នៅគម្លាតយ៉ាងវែងនោះខ្សែកោង$U(r)$ជាអនុគមន៍ទៅនឹង(r)ហើយខ្សែកោងចាប់ផ្តើមខិតទៅរកការរៀបស្មើ(level off)ដើម្បីឆ្លើយតបទៅនឹងអវត្តមាននៃកម្លាំងសម្រាប់ចម្ងាយយ៉ាងវែង។ ប៉ុន្តែខ្សែកោងមានរាងស្ទើរតែដូចប៉ារ៉ាបូលនៅត្រង់ទីតាំងដែលមានថាមពលប៉ូតង់ស្យែលអប្បបរមា(ចម្ងាយលំនឹងរវាងអាតូម)។ នៅក្បែរទីតាំងលំនឹងលំញ័ររបស់ម៉ូលេគុលស្ទើរតែដូចលំយោលអាកម៉ូនិចងាយដែលមាននីវ៉ូថាមពលដូចខាងក្រោម។

យើងបាន $E_n=\left(n+\frac{1}{2}\right)\hbar\sqrt{\frac{k\prime}{m}}=(n+\frac{1}{2})\hbar\omega$ ដែល $n=0,1,2,3,\dots\dots$ (40.46)

ហើយ $\frac{1}{2}k'A^2=(n+\frac{1}{2})\hbar\omega$ (40.48)



ពេលr នៅជិត r_0ខ្សែកោងថាមពលប៉ូតង់ស្យែលមានរាងដូចប៉ារ៉ាបូល(ខ្សែក្រហម) ហើយប្រព័ន្ធមានលក្ខណៈស្ទើរតែដូចលំយោលអាម៉ូនិច។

រូបទី១.៣៧.អនុគមន៍ថាមពលប៉ូតង់ស្យែលរៀបរាប់ពីអន្តរកម្មរវាងអាតូមពីរក្នុងម៉ូលេគុលឌីអាតូម។ ចម្ងាយrគិតពីផ្ចិតរវាងអាតូមទាំងពីរ។ ចំណែកចម្ងាយលំនឹងគឺ$r=r_0$ហើយថាមពលចាំបាច់សម្រាប់បំបែកអាតូមចេញពីគ្នាគឺU_∞។

សំណួរត្រិះរិះ៖

ប្រព័ន្ធមេកានិកកង់ទិចមួយដំបូងស្ថិតនៅក្នុងភាពគ្រឹះបានស្រូបផូតុងមួយហើយបានទៅដល់នីវ៉ូភ្លោចទី១។ បន្ទាប់មកប្រព័ន្ធបានស្រូបយកផូតុងទី២ហើយបានលោតទៅដល់នីវ៉ូភ្លោចទី២។ ដោយដឹងថាផូតុងទី២មានជំហានរលកធំជាងជំហានរលកផូតុងទី១ តើប្រព័ន្ធនេះជាប្រព័ន្ធអ្វី?

ក.លំយោលអាកម៉ូនិច។ ខ.អាតូមអ៊ីដ្រូសែនមួយ។ គ.ភាគល្អិតមួយនៅក្នុងប្រអប់មួយ។