

ХРАНЕНИЕ ВОДОРОДА В УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБКАХ

Л. Оганисян, Н. Бархударян, Ж. Панояян

Принимая во внимание концепцию экологически чистой энергии, водород идеален для хранения, перевозки и преобразования его в энергию, так как при сжигании он образует только воду, не загрязняя окружающую среду.

Сразу после открытия углеродных нанотрубок их стали рассматривать как наиболее эффективное средство для адсорбции и хранения водорода. Они имеют большую площадь поверхности, большой объем полости, уникальные механические, электрические и химические свойства. Водород может храниться как в одностенных, так и в многостенных углеродных нанотрубках. Диаметр одностенных нанотрубок меняется от 0.671 до 150 нм, а многостенных - от 30 до 1000 нм.

В проблемной лаборатории "Гелиотехника" ГИУА получены алмазоподобные углеродные пленки [1], а также коаксиальные и свитковидные нанотрубки методом ионноплазменной технологии в скрещенных плазменных потоках [2].

Цель настоящей работы - исследование возможностей хранения водорода в полученных нанотрубках. Существуют два метода адсорбции водорода внутри нанотрубок: метод физической адсорбции для создания газовой фазы в нанотрубках и метод химической адсорбции. В случае последнего адсорбируется не молекула H_2 , а атом водорода. Водород также может поступать внутрь нанотрубок посредством капиллярного эффекта благодаря цилиндрической и полой геометрии, а также нанометрическому диаметру нанотрубок.

В электрохимическом процессе адсорбции атомы водорода экзотермически адсорбируются на лицевой стороне стенки трубы, формируя арку, как показано на рис. 1а и 2а [3]. Эта геометрия энергетически не очень стабильна. Энергия связи между каждой С-Н парой -2.65eV , что составляет около половины энергии ковалентной связи молекулы CH_4 .



Рис. 1. Схематическое представление вариантов адсорбции водорода в нанотрубках: аркообразная адсорбция (а), зигзагообразная адсорбция (б), молекулы водорода внутри нанотрубки (в).

Более стабильной является зигзагообразная геометрия, при которой молекулы размещены внутри и снаружи нанотрубок поочередно (рис. 1б). Энергия связи каждой пары С-Н при этой геометрии больше на 0.56 эВ, чем при аркообразной. С помощью физической адсорбции получена другая

стабильная геометрия, где молекулы водорода размещены внутри полости нанотрубки (рис. 1в и 2б).

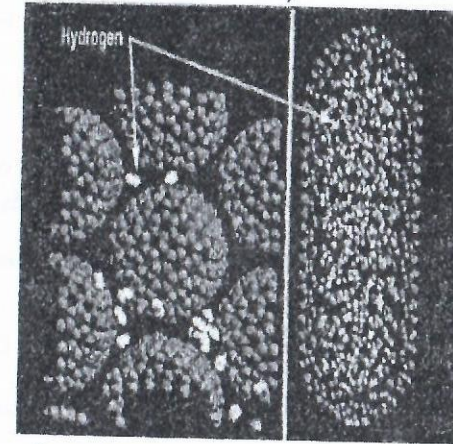


Рис. 2. Молекулы водорода вокруг (а) и внутри нанотрубки (б).

температуре, равной или большей, чем точка кипения адсорбируемого вещества, при данном давлении ведет к адсорбции одного

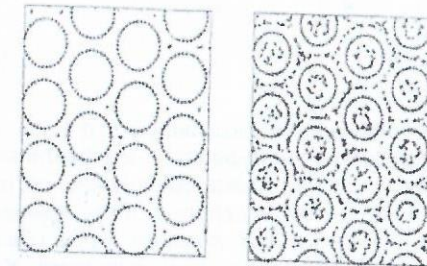


Рис. 3. Схематическое представление плотности адсорбированного водорода (черные точки) при закрытых (слева) и открытых (справа) нанотрубках.

рание внешних слоев. В случае с коаксиальными трубками этот метод также разрушает внутренние шапки, тем самым позволяя водороду заполнить весь объем трубки.

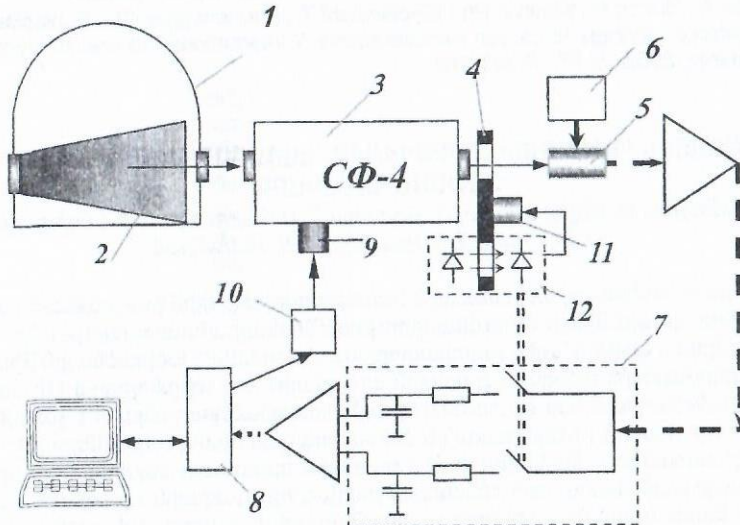
В многостенных нанотрубках дистанция между слоями равна половине параметра a одной клетки ($0.5a = 0.34\text{ нм}$). Плотность накопленного водорода имеет линейную зависимость от диаметра трубки.

Адсорбция при температуре, равной или большей, чем точка кипения адсорбируемого вещества, при данном давлении ведет к адсорбции одного

Таким образом, водород может храниться либо внутри нанотрубки, либо снаружи - между массивом трубок, либо и внутри и снаружи. В случае одностенных нанотрубок, закрытых фуллереноподобными шапками, водород может получать доступ внутрь нанотрубки только через гексагоны графитоподобных стен трубки. Как правило, нанотрубки очень длинные (отношение диаметра к длине 1:1000) и, следовательно, водород должен обладать большим коэффициентом диффузии в нанотрубке. Естественно, открытая нанотрубка с удаленными шапками, дает значи-

тельно лучший доступ водороду (рис. 3).
Наилучшим методом открытия трубок для их заполнения представляется метод селективного разрушения пентагональных колец шапок посредством обработки нанотрубок азотной кислотой. Этот метод хорош тем, что разрушает шапки трубок, при этом практически не повреждая остальную часть, так как кислота реагирует только с пятиугольными кольцами. Даже в тех местах, где графитовая стенка подвергается воздействию кислоты, наблюдается только небольшое затемнение и обдирание внешних слоев.

մայի ղեկավարումը իրականացվում է էլեկտրամեխանիկական շարժաբերի միջոցով, որը բաղկացած է ռեդուկտորից և քայլային շարժիչից: Մոնոքրոմատորի ալիքի երկարությունների տիրույթը 200-2000 նմ է: Սարքի ելքային ճառագայթումը մոդուլացվում է 273 Պց համախոսյալը մեխանիկական մոդուլարարով: Գործարանային ֆոտոդնդումիչները փոխարինված են ավելի զգայուն ՖԷԲ-84-ով: Էլեկտրոնային բլոկը բաղկացած է ՖԷԲ-ի ազդանշանի ուժեղարարից, համաժամ ղետեկտորից, մոդուլարարի պտտման արագության կայունացման սարքավորումից և քայլային շարժիչի ղեկավարման քառաֆազ կոմուտատորից: ՖԷԲ-ի բլոկը ապահովում է 1000 Վ կայունացված սնուցում: Համակցման սարքը՝ PCL818L քարտն է, որը կատարում է չափվող ազդանշանի անալոգաթվանշանային փոխակերպում, տալիս է ուժեղարարի և քայլային շարժիչի ղեկավարման ազդանշանները և ապահովում է երկկողմանի կապը ԷՅԱ-ի հետ: Մոնոքրոմատորի ալիքի երկարության սանդղակի ոչ գծայնությունը կոմպենսացվում է ծրագրային եղանակով, որը հնարավորություն է տալիս սանդղակի միավորի կեսից փոքր ընդհատություն: Սանդղակավորումը կատարված է սնդիկային լամպի ճառագայթման սպեկտրի հայտնի գծերի օգնությամբ:



Նկ. 1. Մշակված համակարգի բլոկ սխեման. 1-վակուումային խցիկ, 2-պլազմային ճառագայթում, 3-մոնոքրոմատոր, 4-լուսային ազդանշանի մոդուլարար, 5,6-ֆոտոէլեկտրոնային բազմապատկիչ և սնուցման աղբյուր, 7-համաժամ ղետեկտոր, 8-համակցման սարք, 9,10-քայլային շարժիչ և ղեկավարման սարք, 11,12-մոդուլարարի շարժիչ և պտտման արագության կայունարար

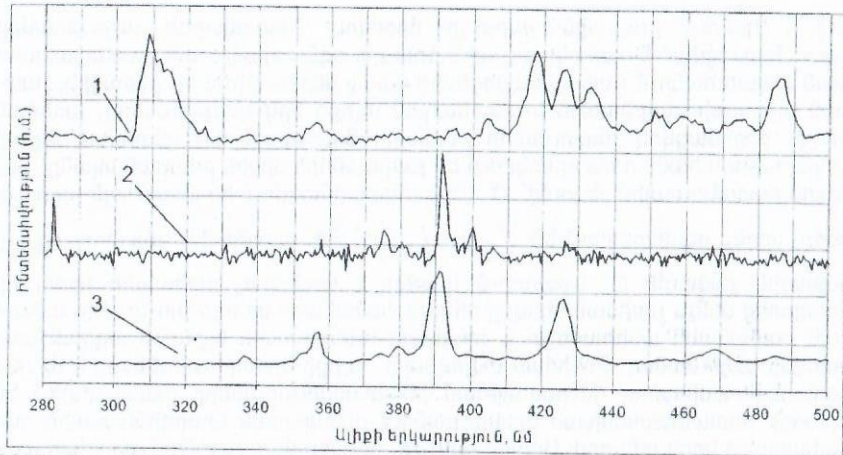
Գազային պլազմայի ճառագայթումը, դուրս գալով վակուումային խցիկի պատուհանից, տրվում է մոնոքրոմատորի մուտքին և անցնելով օպտիկական համակարգի միջով՝ ընկնում ՖԷԲ-ի վրա: Ուժեղարարը ընդունում է ՖԷԲ-ի ելքային ազդանշանը, փոխակերպում այն և փոխանցում համակցման սարքին: Այնուհետև, ազդանշանը փոխանցվում է համակարգչին: Մոնոքրոմատորի սանդղակի պտույտը իրականացվում է 67 փոխանցման թվով ռեդուկտորով, որը շարժման

մեջ է դրվում քայլային շարժիչի միջոցով: Համակարգի աշխատանքը ավտոմատացված է համակարգչային ծրագրի օգնությամբ, որի համապատասխան պատուհանում չափման պրոցեսից առաջ ներմուծվում են ընթացիկ, չափման տիրույթի սկզբնական և վերջնական ալիքի երկարությունները, չափման քայլը, միջինացվող չափումների քանակը: Յուրաքանչյուր ընտրված ալիքի երկարության համար հաշվարկվում են չափումների միջին թվաբանականը՝ $I_{ընթ}$, միջին քառակուսային շեղումը՝ σ : Այնուհետև ընտրվում են միայն այն չափում-

ները, որոնք բավարարում են $|I_{ընթ} - I_{միջ}| \leq 3\sigma$ պայմանին (այստեղ $I_{ընթ}$ -ը

ընթացիկ չափումն է): Ծրագրում կարելի է փոփոխել պրիզմայի պտույտի ավարտից մինչև չափման սկիզբը ընկած ժամանակի տևողությունը: Այդ սպասման ժամանակն անհրաժեշտ է, որպեսզի ուժեղարարի ելքային ազդանշանը հասցնի կայունաճ: Չափման տվյալները՝ ալիքի երկարությունները և նրանց համապատասխանող ճառագայթման ինտենսիվությունները պատկերվում են ծրագրի համապատասխան պատուհանում ղեկարտյան կոորդինատային համակարգում կորի տեսքով: Այդ տվյալները, ինչպես նաև չափման պրոցեսի պարամետրերը և համապատասխան պատուհանում գրանցվող լրացուցիչ տեղեկությունները կարելի է պահպանել տեքստային ֆորմատի ֆայլում: Այդ տվյալները կարելի է այնուհետև մշակել կամայական թվային պրոցեսորի միջոցով: Ծրագիրը կարող է միաժամանակ գրանցել և ներկայացնել մի քանի չափման պրոցեսների տվյալներ: Դա հնարավորություն է տալիս համեմատել տարբեր պրոցեսների չափումները: Ծրագրի համապատասխան կոճակները հնարավորություն են տալիս փոփոխել ղեկարտյան կոորդինատային համակարգի մասշտաբը, զուգահեռ տեղափոխել այն երկու ուղղություններով, հարթեցնել ընտրված կորերը տարբեր խորությամբ:

Նկ. 2-ում պատկերված են չափման սարքի օգնությամբ ստացված մի քանի արդյունքներ: Կոր 1-ը պատկերում է Ar գազով ստացված պլազմայի սպեկտրալ բաղադրությունը: Սպեկտրալ գծերի մի մասը նույնականացված են, մնացածի ճանաչումը պահանջում է լրացուցիչ աշխատանք: Սպեկտրում Ar գազի գծերի հետ մեկտեղ նկատվել են թվածնի, ջրածնի, ածխածնի և դրանց միացությունների գծեր, ինչը, հավանաբար, վակուումային խցիկում օդի առկայության ապացույցն է: Հետաքրքիր է նշել, որ 304-324 նմ տիրույթում նկատվել են պղնձի գծեր, որոնք, ինչպես պարզվեց, պատկանում են օգտագործվող հարթակից արձակված նյութին: Կոր 2-ը տուրուլից ստացված պլազմայի սպեկտրալ բաղադրությունն է: Այստեղ հստակ երևում է անագի



Սկ. 2. Տարբեր բաղադրություն ունեցող գազային պլազմայի ճառագայթման սպեկտրեր

284 նմ գծը: Ինչպես պարզեցին հետազոտությունները, անագը արձակվել է զոդված լարերից և այս փաստը ստիպեց կոնստրուկտիվ փոփոխություններ կատարել վակուումային խցիկում: 3-րդ կորը ստացվել է սարքավորման մեջ միայն օդ ներմուծելով: Այստեղ առկա են օդի բաղադրիչների և դրանց միացություններին համապատասխանող գծերը: Այս կորի համեմատությունը օրգանական նյութերից ստացված պլազմայի բաղադրության հետ թույլ է տալիս դատել պլազմայի մաքրության մասին և, համապատասխանաբար, պլազմայի պարամետրերի փոփոխություններ կատարել:

Այսպիսով, ստեղծված սարքավորումը թույլ է տալիս ոչ միայն որոշել պլազմայի բաղադրությունը, այլ նաև դատողություններ անել վակուումային խցիկում ընթացող պրոցեսների դինամիկայի մասին: Հետագայում նախատեսվում է հակադարձ կապի միջոցով դեկավարել թաղանթների ստացման գործընթացը, հիմք ընդունելով ստեղծված համակարգի օգնությամբ չափված պլազմայի պարամետրերը:

Գրականություն

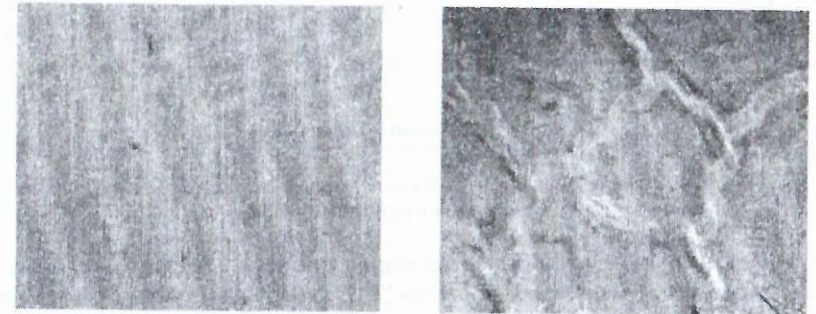
1. Паносян Ж., Енгибарян Е., Восканян С. Новый метод получения полимерных нано и микро трубчатых структур //Сборник материалов годичной научной конференции ГИУА. – 2004. -Т. 1. -С.39-41.
2. Panosyan Zh.R., Meliksetyan A.V., Voskanyan S.S., Yengibaryan Y.V., Sahakyan A.A., Darbasyan A.T. Observation of structural changes in carbon films under external influences. Proceedings of ADC NanoCarbon 2005 conference, Argonne, Chicago, USA, 2005 and «Diamond & Related Materials» 2005, to be published.
3. Пашнев В.К.и др., Спектральные исследования тлеющего разряда, стабилизированного магнитным полем //Сборник докладов 12-ого международного симпозиума "Алмазные пленки и пленки родственных материалов". -Харьков, Украина, 2001. -С. 87-90.
4. Stalder R.R. and Sharpless R.L. Plasma properties of a hydrocarbon arcjet used in the plasma deposition of diamond thin films // J. Appl. Phys. -1990. -V.68, №12.

ОЦЕНКА ТЕМПЕРАТУРЫ ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЫ МЕТОДОМ УШИРЕНИЯ ЛИНИЙ ЭМИССИОННОГО СПЕКТРА

А. Восканян, Р. Абрамян, А. Дарбасян, С. Восканян

Аморфные алмазоподобные углеродные пленки (АУП) широко применяются в оптике и микроэлектронике как защитные слои на поверхности фотоэлектрических преобразователей и полупроводниковых приборов благодаря их уникальным механическим и оптическим свойствам [1-2]. Для получения легированной металлическими компонентами АУП нами была видоизменена вакуумная установка на базе УВН.273.П-1, в боковые смотровые окна которой были вмонтированы радиальный ионный источник постоянного тока и магнетронный распылитель металлических компонентов. Разработка технологий получения АУП из скрещенных плазменных потоков ионного источника совместно с магнетронной распылительной системой позволяет варьировать оптическими и механическими свойствами полученных покрытий в широком диапазоне.

Экспериментально было установлено, что легированные многокомпонентные пленочные покрытия отличаются от АУП как электрофизическими и механическими свойствами, так и стабильностью образовавшихся структур. На рис.1 приведены изображения поверхности, полученные с помощью микроскопа МИИ-4, АУП и пленки, легированной алюминием.



а)

б)

Рис.1. Изображения поверхности нелегированной (а) и легированной (б) алюминием АУП, полученные с помощью микроскопа МИИ-4

Образование стабильной пленочной структуры с заданными свойствами в значительной степени зависит как от концентрации компонент, вводимых в плазменный поток, так и от энергии пленкообразующих частиц. Выяснение физических процессов, происходящих в плазменном потоке, позволит повысить прогнозируемость свойств получаемых покрытий. Цель настоящей работы - оценить температуру плазменного потока с помощью эмиссионных спектров. Спектроскопическая диагностика плазмы является важнейшим методом исследования космической и лабора-

торной плазмы. Как отметил академик В.А. Амбарцумян, контур спектральных линий сильно зависит от способа возбуждения атомов. Ширина и смещение наблюдаемых спектральных линий могут дать информацию о температуре газа. В лаборатории "Гелиотехника" была разработана специальная система с программным управлением для измерения эмиссионных спектров плазменного потока на базе монохроматора от спектрофотометра СФ-4. На рис.2 приведены эмиссионные спектры плазмы, полученной из паров C_7H_8 и N_2 ионным источником постоянного тока.

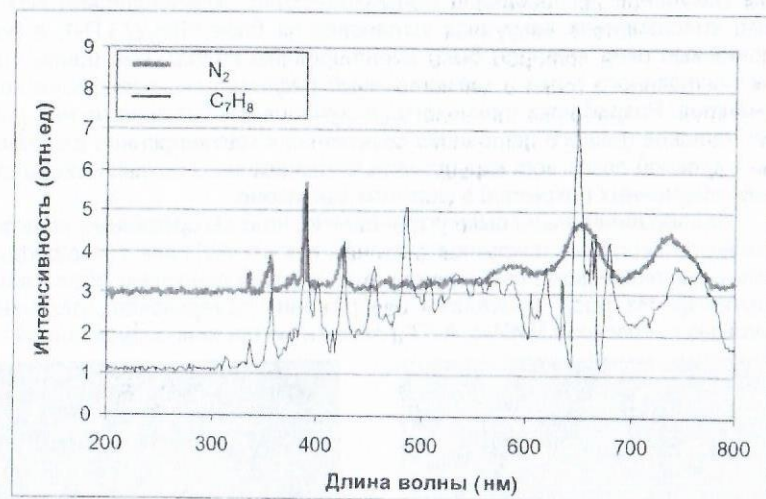


Рис.2. Эмиссионные линии плазмы, полученной из паров C_7H_8 и N_2 ионным источником постоянного тока

Как и в случае измерения температуры зондовым методом и расчетах параметров плазменного потока [3], в данной работе мы пользовались трехкомпонентной моделью для описания неравновесной низкотемпературной плазмы, то есть принималось, что температуры нейтральных атомов и ионов одинаковы. Следует также отметить, что в сильно разреженных газах, а также под действием электрических или магнитных полей возникают спектральные линии, которые не полностью соответствуют правилам отбора. Достоинство широко распространенного метода измерения температуры доплеровским уширением спектральной линии - прямая связь температуры газа с уширением контура линии. Электрические поля, создаваемые в плазме электронами и ионами, оказывают сильное влияние на форму спектральных линий. В условиях полного термодинамического равновесия плазмы форма и ширина спектральных линий определяют концентрацию электронов и ионов, а также их кинетическую температуру.

Другие параметры плазмы, которые определяют спектр плазменных колебаний и особенности функции распределения электронов и ионов по

скоростям, как правило, оказывают слабое влияние на форму спектральных линий, если только отклонения от термодинамического равновесия не слишком велики. В данной работе расчеты велись с учетом изменения ширины спектральных линий газовой плазмы.

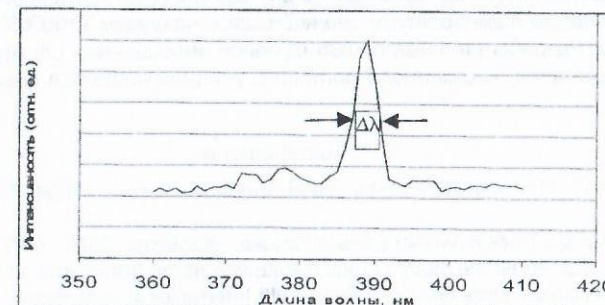


Рис.3. Пример спектральной кривой с выраженным уширением спектральной линии

Полуширина линий, обусловленная эффектом Доплера, т. е. тепловым движением излучающих свет атомов, дает возможность оценить температуру газа [4]

$$T = \frac{c_0^2 \mu \Delta \lambda_D^2}{32 \pi^2 R \lambda^2} \quad (1)$$

где R - газовая постоянная; μ - молярная масса элемента; T - абсолютная температура; $\Delta \lambda_D$ - уширение спектральной линии вследствие эффекта Доплера, λ - длина волны изучаемой линии; c_0 - скорость света в вакууме.

На рис.3 приведена часть спектра, по которой измерена полуширина спектральной линии. Уширение, измеренное по рис.2, включает в себя несколько слагаемых:

а) естественное уширение линии определяется формулой

$$\Delta \nu = \frac{e^2 v_0^2}{3 \epsilon_0 m_0 c_0^3} \quad (2)$$

где e - заряд электрона; ϵ_0 - электрическая постоянная; m_0 - масса электрона;

б) уширение линий, вызванное давлением газа, где полуширина линии пропорциональна его плотности :

$$\Delta \lambda \sim \frac{\lambda^2}{c} n^{\frac{2}{3}} \quad (3)$$

Для линий азота $\lambda = 390$ нм формула (3) дает порядок 0,1 нм. Значения концентраций, использованных в расчете, приведены в работе [3].

Следует отметить, что наиболее интересным процессом в плазме газового разряда является взаимодействие атомов с электрически заря-

женными частицами плазмы - электронами и ионами, которое проявляется в штарковском смещении уровней. Оценивая указанные эффекты, влияющие на уширение линий разреженной плазмы, и сопоставляя вышеприведенные данные с литературными [4,5], нами оценена полуширина доплеровского уширения для данной линии как десятая часть измеряемой полуширины по рис.3. В таком случае для температуры данной плазмы получаем $T=6000K-500K$.

Выводы. Разработана методика изучения эмиссионных спектров и дана оценка параметров плазменного потока с учетом уширения спектральных линий.

Литература

1. Восканян А.С., Паносян Ж. Р. // Изв. НАН Армении. Физика. -2004.-Т.39, N4.- С.258-261.
2. Пашнев В.К. и др. Тонкие пленки в электронике. -Харьков. -2001. - С.87-90.
3. Voskanyan A.S. et el. The study of ions distribution at the transportation of low-temperature radial source plasma // Proc. Fifth International conference, Semiconductor micro and nano-electronics. -Yerevan, September 15-18, 2005 (in print).
4. Грим Г. Уширение спектральных линий в плазме. - М., 1978. -С.491.
5. Живатов В.К. и др. Диагностика неравновесной химически активной плазмы. -М.,1985. -С.216.

ԷԼԵԿՏՐԱԴԻՆԱՄԻԿԱՅԻ ՀԻՄՆԱԿԱՆ ԽՆՂԻՐԻ ԼՈՒԾՄԱՆ ՄԻԱԿՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ս. Մայիլյան

Ինչպես գիտենք, էլեկտրադինամիկայի հիմնական խնդիրն է ժամանակի կամայական պահին տարածության յուրաքանչյուր կետում որոշել էլեկտրադինամիկական դաշտի \vec{E} և \vec{B} վեկտորները: Հայտնի է նաև, որ Մաքսվելի հավասարումների

$$\oint_S \vec{E} d\vec{s} = q/\epsilon_0, \quad (I)$$

$$\oint_l \vec{E} d\vec{l} = - \iint_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{s}, \quad (II)$$

$$\oint_S \vec{B} d\vec{s} = 0, \quad (III)$$

$$\oint_l \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 I + \frac{1}{c^2} \iint_S \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} d\vec{s} : \quad (IV)$$

համակարգը հնարավորություն է տալիս լուծելու ինչպես այդ խնդիրը, այնպես էլ էլեկտրադինամիկայի ցանկացած խնդիր:

Այդուհանդերձ ծագում է մի կարևոր հարց՝ արդյո՞ք մեր հաշվարկած

էլեկտրադինամիկական դաշտի \vec{E} և \vec{B} վեկտորների զույգը տարածության տվյալ կետում՝ ժամանակի տվյալ պահին *միակն* t , այսինքն բացի նշված վեկտորների զույգից, չկա՝ արդյոք մեկ ուրիշը, որը նույնպես բավարարում է մաքսվելյան հավասարումների համակարգին:

Ցույց տանք, որ S մակերես ունեցող կամայական փակ մակերևույթով սահմանափակված և V ծավալով տիրույթի ցանկացած կետում, $t > 0$ ցանկացած պահի էլեկտրադինամիկական դաշտի վեկտորների (\vec{E}, \vec{B}) զույգը Մաքսվելի հավասարումների միջոցով որոշվում է միարժեք ձևով, եթե հայտնի են այդ վեկտորների արժեքները ժամանակի սկզբնական ($t = 0$) պահին տիրույթի բոլոր կետերում (այդ արժեքները կոչվում են *սկզբնական պայմաններ*), իսկ սահմանի վրա նաև $t > 0$ պահերին (տիրույթը սահմանափակող մակերևույթի կետերում էլեկտրադինամիկական դաշտի վեկտորների արժեքների համախումբն անվանում են *եզրային պայմաններ*):

Հանդգնվելու համար, որ Մաքսվելի հավասարումների միջոցով որոշվող (\vec{E}, \vec{B}) վեկտորների զույգը *միակն* t , ենթադրենք հակառակը՝ լիցքերի և հոսանքների տրված բաշխումների, ինչպես նաև միևնույն սկզբնական և եզրային պայմանների դեպքում, դիտարկվող տիրույթում, բացի (\vec{E}_1, \vec{B}_1) վեկտորներով բնութագրվող էլեկտրադինամիկական դաշտից, հնարավոր է նաև մեկ ուրիշ դաշտ, որի (\vec{E}_2, \vec{B}_2) բնութագրիչ վեկտորները դարձյալ բավարարում են Մաքսվելի հավասարումներին: Բայց այդ դեպքում $\vec{E}' = \vec{E}_1 - \vec{E}_2$ և $\vec{B}' = \vec{B}_1 - \vec{B}_2$ վեկտորների զույգը նույնպես կբավարարի Մաքսվելի հավասարումներին: Իրոք, ի նկատի ունենալով Մաքսվելի հավասարումները՝

$$\oint_l \vec{E}_1 d\vec{l} = - \iint_S \frac{\partial \vec{B}_1}{\partial t} d\vec{s}, \quad \oint_l \vec{E}_2 d\vec{l} = - \iint_S \frac{\partial \vec{B}_2}{\partial t} d\vec{s},$$

ստանում ենք՝

$$\oint_l \vec{E}' d\vec{l} = \oint_l (\vec{E}_1 - \vec{E}_2) d\vec{l} = - \iint_S \frac{\partial}{\partial t} (\vec{B}_1 - \vec{B}_2) d\vec{s} = - \iint_S \frac{\partial \vec{B}'}{\partial t} d\vec{s},$$

այսինքն (\vec{E}', \vec{B}') վեկտորների զույգը նույնպես հանդիսանում է Մաքսվելի հավասարումների լուծում:

Այնուհետև՝ ըստ պայմանի, S մակերևույթի բոլոր կետերում, ժամանակի $t \geq 0$ բոլոր պահերին $\vec{E}_1 = \vec{E}_2, \vec{B}_1 = \vec{B}_2$, ուստի S մակերևույթի վրա, ժամանակի բոլոր պահերին $\vec{E}' = 0$ և $\vec{B}' = 0$: Հետևաբար, ժամանակի միավորի

ընթացքում S մակերևույթի յուրաքանչյուր միավոր մակերեսով անցնող (\vec{E}', \vec{B}') բնութագրերով որոշվող էլեկտրամագնիսական էներգիան, կամ, որ նույնն է Պոյնտինգի վեկտորը՝

$$\vec{J}' = \varepsilon_0 c^2 [\vec{E}' \vec{B}']:$$

Համաձայն էներգիայի պահպանման օրենքի, եթե որևէ տիրույթից էլեկտրամագնիսական էներգիայի արտահոսքը (կամ դեպի տիրույթի ներսը էներգիայի ներհոսքը) բացակայում է, ինչպես նաև տիրույթի ներսում չկա էներգիայի կլանում, ապա այդ տիրույթում էլեկտրամագնիսական էներգիան պահպանվում է $W = \text{const}$ (տես, օրինակ, [1, էջ 37-38]): Սյուս կողմից, քանի որ ժամանակի

$t = 0$ պահին (\vec{E}', \vec{B}') վեկտորների զույգով որոշվող էլեկտրամագնիսական դաշտը տիրույթում բացակայում է, ապա այդ էներգիան ինչպես սկզբնական, այնպես էլ հետագա պահերին հավասար է զրոյի՝ $W = 0$: Բայց՝

$$W = \iiint_V w' dV = \iiint_V \left(\frac{1}{2} \varepsilon_0 E'^2 + \frac{1}{2\mu_0} B'^2 \right) dV = 0,$$

որտեղ w' -ն՝ դիտարկվող տիրույթների ներսի անվերջ փոքր dV ծավալում էլեկտրամագնիսական էներգիայի խտությունն է: Վերջին հավասարությունը հնարավոր է, եթե $\vec{E}' \equiv 0$, $\vec{B}' \equiv 0$, որտեղից էլ հետևում է, որ դիտարկվող

տիրույթի ներսի ցանկացած կետում $\vec{E}_1 \equiv \vec{E}_2$, $\vec{B}_1 \equiv \vec{B}_2$, այսինքն (\vec{E}_1 , \vec{B}_1)

և (\vec{E}_2 , \vec{B}_2) վեկտորների զույգերով բնութագրվող դաշտերը նույնն են, ինչն էլ նշանակում է, որ լիցքերի և հոսանքների տրված բաշխմամբ որոշվող էլեկտրամագնիսական դաշտը, որի վեկտորները բավարարում են տրված սկզբնական և եզրային պայմաններին, միակն է: Այս պնդումն անվանում են Մաքսվելի հավասարումների լուծման միակության թեորեմ (տես, օրինակ, [1, էջ 38-39, 2, էջ 351-353]):

Դիտողություն 1. Թեորեմը ճիշտ է նաև այն դեպքում, երբ սահմանի վրա $t \geq 0$ պահերին հայտնի է էլեկտրամագնիսական դաշտի վեկտորներից որևէ մեկի շոշափող բաղադրիչը (E_t կամ B_t):

Դիտողություն 2. Եթե դիտարկվող տիրույթն անսահման տարածությունն է, ապա, ենթադրելով, որ աղբյուրների չափերն այնուամենայնիվ պետք է լինեն վերջավոր, էլեկտրամագնիսական դաշտի վեկտորների արժեքներն այն կետերում, որոնք զգալիորեն հեռու են աղբյուրներից, կարող ենք համարել հավասար զրոյի: Իրոք, այդպիսի հեռավորությունների համեմատ աղբյուրների չափերը կարելի է անտեսել՝ վերջիններս համարելով կետային: Հետևաբար, համաձայն Կուլոնի և Բիո-Սավար-Լավազի օրենքների (տես, օրինակ, [1, էջ 88-89]), աղբյուրներից բավականաչափ հեռու կետերում (կամ, ինչպես ասում են, «անվերջ հեռու» կետերում) էլեկտրամագնիսական դաշտի վեկտորների մեծությունները պետք է փոփոխվեն հեռավորության քառակուսուն հակադարձ համեմատականորեն՝ «անվերջ հեռվում» դառնալով հավասար զրոյի:

Այսպիսով, անսահման տարածության համար էլեկտրադինամիկայի հիմնական խնդիրը կարելի է վերածնակերպել այսպես. լիցքերի և հոսանքների տրված բաշխումների դեպքում հաշվարկել էլեկտրամագնիսական դաշտը, եթե հայտնի են դաշտի վեկտորներն ամբողջ տարածության մեջ $t = 0$ պահին, ընդ որում «անվերջ հեռու» կետերում վերջիններս հավասար են զրոյի ժամանակի բոլոր պահերին: Այդ դեպքում էլեկտրամագնիսական դաշտի՝ Մաքսվելի հավասարումներին և նշված պայմաններին բավարարող (\vec{E} , \vec{B}) վեկտորների զույգը տարածության յուրաքանչյուր կետում կորոշվի միարժեքորեն:

Դիտողություն 3. Միակության թեորեմը մեզ հնարավորություն է տալիս մի շարք դեպքերում, «կռահելով» Մաքսվելի հավասարումներին բավարարող վեկտորների (\vec{E} , \vec{B}) զույգը, այնուհետև միայն ստուգել՝ այն բավարարում է, արդյոք, սկզբնական և եզրային պայմաններին, թե ոչ: Եթե այո, ապա «կռահած» լուծումը կլինի հենց որոնելին (և միակը):

Դիտողություն 4. էլեկտրաստատիկայում միակության թեորեմի հետևանք է այն պնդումը, ըստ որի *հաղորդչին հաղորդած լիցքը բաշխվում է նրա մակերևույթին միակ ձևով*: Իսկապես, լիցքը բաշխվում է հաղորդչի մակերևույթին այնպես, որ նրա ներսում էլեկտրական դաշտը բացակայի (այլապես լիցքերի շարժումը չէր դադարի, իսկ շարունակական հոսանքի առկայությունը կհակասեր էներգիայի պահպանման օրենքին. չէ՞ որ այդ դեպքում հաղորդչում անընդհատ կանջատվեր ջերմային էներգիա) և ենթադրենք հակառակը, այն է՝ հնարավոր է, ասենք, որ q լիցքը բաշխվի հաղորդչի մակերևույթին երկու տարբեր ձևով: Այդ բաշխումներին համապատասխանող լիցքի մակերևութային խտությունները նշանակելով σ_1 -ով և σ_2 -ով և ի նկատի ունենալով, որ երկու դեպքում էլ եզրային պայմանները նույնն են (հաղորդչի մակերևույթը համապատասխան է, ուստի էլեկտրական դաշտի լարվածության շոշափող բաղադրիչը մակերևույթի բոլոր կետերում հավասար է զրոյի), համաձայն միակության թեորեմի հաղորդչի ներսում σ_1 և σ_2 բաշխումներին կհամապատասխանեն տարբեր էլեկտրական դաշտեր: Բայց չէ՞ որ երկու դեպքում էլ էլեկտրական դաշտը միևնույնն է (այն պարզապես չկա): Հետևաբար, մեր այն ենթադրությունը, թե լիցքը տարբեր կերպ է բաշխված հաղորդչի մակերևույթին, ճիշտ չէ, որն էլ մեզ հիմք է տալիս պնդելու, որ $\sigma_1 \equiv \sigma_2$: Եթե, օրինակ, որևէ խնդրում մեզ հաջողվի «կռահել» լիցքերի հավասարակշիռ դասավորությունը հաղորդչի մակերևույթին, ապա այդ դասավորությունն էլ հենց կլինի որոնելին (և միակը, այն է՝ այլ դասավորություն պարզապես հնարավոր չէ. տես նաև Դիտողություն 3):

Գրականություն

1. Мултановский В.В., Василевский А.С. Курс теоретической физики: Классическая электродинамика. -М.: Просвещение, 1990. -272 с.
2. Тамм И.Е. Основы теории электричества. -М.: Наука, 1989. -504 с.

ՎԵՐԱԴՐՄԱՆ ՍԿԶԲՈՒՆՔԻ ՄԱՍԻՆ ԸՍՏ ՂԱՍԱԿԱՆ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԵՎ ԲՎԱՆՏԱՅԻՆ ՂԱՏՎԵՐԱՑՈՒՄՆԵՐԻ

Ս. Սիտոյան

Վերադրման սկզբունքը անվանումով, ընդունված է ենթադրել գծային վերադրման սկզբունքը, քանզի բնության մեջ հնարավոր են նաև ոչ գծային վերադրման սկզբունքներ համապատասխանող երեւույթներ. սկզբունքորեն կարելի է ցույց տալ, որ օրինակ մարդկային հարաբերություններով պայմանավորված որեւէ վերջնական երեւույթ համապատասխանում է ոչ գծային վերադրման սկզբունքին:

Ըստ Դասական ֆիզիկայի պատկերացումների գծային վերադրման սկզբունքը նշանակում է, որ տարածության տվյալ տիրույթում, տվյալ ժամանակում որեւէ բարդ երեւույթի վերջնական արդյունքը այդ երեւույթի բաղադրիչ, իրար հետ չփոխազդող երեւույթների վերջնական արդյունքների գումարն է: Այս սկզբունքը գործում է գծային ֆիզիկական համակարգերում, որոնցում երեւույթների օրինաչափություններն արտահայտվում են գծային հավասարումներով: Օրինակ, եթե կամայական ալիքը տարածվում է գծային միջավայրում, այսինքն միջավայրում, որի համապատասխան հատկությունները տվյալ ալիքի հետևանքով չեն փոփոխվում, ապա նման ալիքների $N > 1$ թվով աղբյուրներից, տարածության ու ժամանակի տվյալ տիրույթում, առաքվող ալիքների վերադրման արդյունքում առաջանում է ալիքների ինտերֆերենցի երեւույթ, եթե վերադրվող ալիքները կոհերենտ փոխհամաձայնեցված են, ըստ ժամանակի ու ըստ տարածության:

Դասական ֆիզիկայի պատկերացումներով գծային վերադրման սկզբունքը գործում է ի վերջո փոխազդեցությունների փոխազդեցության դաշտերի համար, գծային միջավայրերում:

Ըստ Քվանտային ֆիզիկայի պատկերացումների գծային վերադրման սկզբունքը ընդունվում է որպես կանխադրույթ եւ Յեյզենբերգի Անորոշությունների առնչությունների հետ կազմում է քվանտային տեսության մաթեմատիկական կառուցվածքի հիմքը:

Քվանտային պատկերացումներով գծային վերադրման սկզբունքի համաձայն, եթե ֆիզիկական համակարգը կարող է գտնվել

$$\Psi_1, \Psi_2, \dots, \Psi_n$$

վիճակի ֆունկցիաներով բնութագրվող վիճակներում, ապա այն կարող է գտնվել նաեւ՝

$$\bar{\Psi} = \sum_{i=1}^n C_i \cdot \bar{\Psi}_i,$$

վիճակում, այլ խոսքով, միաժամանակ կարող է գտնվել

$$\Psi_1 \div \Psi_n$$

բոլոր վիճակներում, տարբեր

$$P_i = |C_i|^2$$

հավանականություններով:

Քվանտային վերադրման սկզբունքից ստացվող «քվանտային վիճակների զուգահեռականությունը», նաեւ միախուսված կամ խառը՝ «entanglement»

քվանտային վիճակների գոյությունը հիմք են տալիս եզրակացնելու քվանտային ըմբփյուրների՝ քվանտային համակարգչի ստեղծման հնարավորության վերաբերյալ:

Ենթադրվում է, որ քվանտային տեխնիկան ու տեխնոլոգիաները պետք է նպաստեն դասական տեխնիկայի սահմաններն ու սահմանափակումները հաղթահարելուն, քանզի դասական ֆիզիկայի ու քվանտային ֆիզիկայի օրենքներն ունեն սկզբունքային տարբերություններ, մասնավորապես, նշված վերադրման սկզբունքի իմաստով, նաեւ ֆիզիկական համակարգի հնարավոր վիճակների կոհերենտության փոխհամաձայնվածության իմաստով:

Քվանտային սարքն այն գործիքն է, որի աշխատանքը՝ դիսանիկան նկարագրվում է այդ սարքի վիճակի ֆունկցիայի համար Շրյոդինգերի հավասարումով: Վիճակի կամ ալիքային ֆունկցիայի անկախ փոփոխականներ որպես, հանդես են գալիս միկրոմասնիկների կոորդինատները, իմպուլսները, սեփական իմպուլսի մոմենտները՝ սփինները: Քվանտային համակարգի վիճակի ֆունկցիան օժտված է քվանտային կոհերենտությամբ՝ փոխհամաձայնվածությամբ այն սովորական իմաստով, ինչպես օպտիկայում, որ հնարավոր են ինտերֆերենցի՝ «կառուցողական վերադրման» երեւույթները քվանտային վերադրման սկզբունքին համապատասխան՝ վիճակի ֆունկցիայի բաղադրիչների վերադրման դեպքում:

Այսպիսով, բնական է ենթադրել, որ քվանտային կոհերենտ սարքերն ու տեխնոլոգիաները սկզբունքորեն տարբերվելու են նմանատիպ դասական սարքերից ու տեխնոլոգիաներից: Ենթադրվում է, որ քվանտային համակարգիչը, դասական համակարգչի համեմատությամբ, օժտված կլինի էական առավելություններով, առնվազն այն իմաստով, որ քվանտային համակարգչով հնարավոր կլինի իրականացնել դասական համակարգչով չլուծվող խնդիրների լուծումները:

Քվանտային համակարգչի ստեղծման հնարավորությունները պայմանավորված են, վերջին ժամանակներս զարգացող, միկրոմասնիկների քվանտային դիսանիկային վերաբերող փորձարարական մեթոդներով, որոնց շնորհիվ կարելի է կանգնեցնել առանձին ատոմները, իոնները, էլեկտրոնները կամ ֆոտոնները երկար ժամանակի ընթացքում, սառեցնել դրանք մինչեւ $\sim 10^{-9}$ Կ ջերմաստիճանները, տեղափոխել ու կառավարել այդ մասնիկների շարժումները քվանտային վիճակների փոփոխությունները:

Դասական համակարգչի հիմնական տարրը՝ տեղեկատվության կրողը bit-բիտն է, համապատասխանաբար քվանտային համակարգչի հիմնական տարրը քվանտային տեղեկատվության կրողը՝ հանդիսանում է քվանտային բիտը՝ ջուրբիտը: Քվանտային կապի համակարգերում տեղեկատվությունը հաղորդվում է անմիջականորեն ջուրբիտին համապատասխանող համակարգի տեղափոխումով, կամ ջուրբիտի վիճակի տելեպորտացիայի մեթոդով: Որպես ջուրբիտ, կարելի է ընտրել կամայական քվանտային համակարգ, առնվազն երկու հնարավոր վիճակներով, որոնք նկարագրվում են օրթոնորմավորված ալիքային ֆունկցիաներով: Օրինակ, որևէ ատոմի միջուկի կամ էլեկտրոնի սեփական իմպուլսի մոմենտի

$$P_S = \frac{1}{2} \cdot \hbar$$

արժեքով: Արտաքին հաստատուն մագնիսական դաշտում հնարավոր են մասնիկի, օրինակ՝ էլեկտրոնի, երկու տարբեր էներգիայի արժեքներով վիճակներ, որոնք համապատասխանում են արտաքին մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի վեկտորի ուղղությամբ ուղղորդված էլեկտրոնի սփինի վիճակին եւ արտաքին

մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի՝ վեկտորի հակառակ ուղղությամբ ուղղորդված էլեկտրոնի սփիմի վիճակին: Համապատասխան վիճակի ֆունկցիաները

$$|\varphi_0\rangle = \left| P_{sz} = \frac{1}{2} \right\rangle, \quad |\varphi_1\rangle = \left| P_{sz} = -\frac{1}{2} \right\rangle.$$

պարզ է, որ հանդիսանում են արտաքին հաստատուն մագնիսական դաշտում էլեկտրոնի լրիվ էներգիայի օպերատորի սեփական ֆունկցիաները:

Եշտեք նաև, որ վիճակների միահյուսվածությունը «**entanglement**» քվանտային վիճակների գոյությունը հանդիսանում է քվանտային համակարգերի ամենագլխավոր հատկություններից մեկը, որով պայմանավորված է բնության երևույթների քվանտային նկարագրության ոչ լոկալ ոչ տեղայնացված բնույթը: Վերջինիս կիրառությամբ իրականացվում են քվանտային տեղափոխացիայի, կրիպտոգրաֆիայի երևույթները, քվանտային հաշվարկները:

Պետք է նկատել, որ այս աշխատանքը ֆիզիկայի դասընթացի, մասնավորապես Քվանտային մեխանիկայի ծրագրում քվանտային վերադրման սկզբունքի, ինչպես նաև քվանտային վիճակների միահյուսվածության «**entanglement**» քվանտային վիճակների վերաբերյալ լրացումներ կատարելու համար է: Պետք է նշել, որ քվանտային վիճակների միահյուսվածության «**entanglement**» քվանտային վիճակների վերաբերյալ որևէ հիշատակում, զարմանալիորեն, բացակայում է ներկայումս օգտագործվող քվանտային մեխանիկայի դասագրքերում: Չնայած միահյուսված «**entanglement**» քվանտային վիճակները հայտնաբերվել են դեռևս 1935թվին, Շրյոդինգերի նաև էյնշթեյնի և ուրիշների հայտնի հոդվածներում:

АМПЛИТУДЫ ОТРАЖЕНИЯ И ПРОХОЖДЕНИЯ ЭЛЕКТРОНА, РАССЕИВАЮЩЕГОСЯ В ПОЛЕ ОДНОМЕРНОГО СИММЕТРИЧНОГО ПОТЕНЦИАЛА ПРОИЗВОЛЬНОГО ВИДА

Н. Испирян, А. Хачатрян, А. Петросян, К. Агаронян

Данная работа посвящена изучению общих свойств амплитуд отражения и прохождения электрона, рассеивающегося на одномерном симметричном потенциале, имеющем произвольный вид. Известно, что изучение общих свойств движения квантовой частицы в полях, обладающих определенной симметрией, имеет большой теоретический интерес и важное практическое значение [1]. Во многих случаях, основываясь только лишь на характере симметрии квантомеханической системы, можно сделать определенные суждения об особенностях энергетического спектра и свойствах волновых функций. Так, например, трансляционная симметрия потенциала позволяет утверждать, что энергетический спектр электрона, вне зависимости от его конкретной формы потенциала одной отдельно взятой элементарной ячейки, должен иметь зонный характер, а волновые функции должны удовлетворять условию Блоха. Данная работа посвящена изучению общих свойств амплитуд отражения и прохождения электрона, рассеивающегося в поле одномерного потенциала произвольного симметричного вида.

Далее, для определенности, будем полагать, что потенциал симметричен относительно центра координат $V(x) = V(-x)$. Данное ограничение никоим образом не влияет на общность получаемого ниже результата, т.к. хорошо известно, что сдвиг потенциала на определенное расстояние оставляет амплитуду прохождения без изменения, а к амплитуде отражения умножается определенный фазовый множитель. Представим $V(x)$ в следующем виде:

$$V(x) = V_1(x)\theta(-x) + V_2(x)\theta(x), \quad (1)$$

где $\theta(x)$ - ступенчатая функция; $V_1(x)$, $V_2(x)$ - функций произвольного вида, связанные друг с другом соотношением

$$V_1(x) = V_2(-x) \quad (2)$$

и стремящиеся к нулю в бесконечностях.

Обозначим через r_1 , t_1 и r_2 , t_2 амплитуды отражения и прохождения электрона для потенциалов $V_1(x)\theta(-x)$ и $V_2(x)\theta(x)$ соответственно, когда первичная электронная волна падает слева направо. Тогда, согласно работе [2], амплитуды отражения R и прохождения T потенциала $V(x)$ могут быть выражены через величины r_1 , t_1 и r_2 , t_2 следующими формулами

$$\frac{1}{T} = \frac{r_2 r_1^*}{t_2 t_1^*} + \frac{1}{t_2 t_1} \quad \text{и} \quad \frac{R}{T} = \frac{r_2}{t_2 t_1^*} + \frac{1}{t_2 t_1} r_1. \quad (3)$$

Из соображений симметрии легко заключить, что амплитуды рассеяния волны, падающей слева на вторую половину симметричного потенциала $V_2(x)\theta(x)$, равны амплитудам рассеяния волны, падающей справа на первую половину $V_1(x)\theta(-x)$. Отметим, при замене x на $-x$ асимптотические условия, накладываемые на волновые функции левой и правой задач рассеяния, переходят друг в друга:

$$\psi_{left}(x) = \begin{cases} \exp\{ikx\} + \bar{r} \exp\{-ikx\}, & x \rightarrow -\infty, \\ \bar{t} \exp\{ikx\}, & x \rightarrow \infty, \end{cases} \quad (4)$$

$$\psi_{right}(x) = \begin{cases} \bar{t} \exp\{-ikx\}, & x \rightarrow -\infty, \\ \exp\{-ikx\} + \bar{r} \exp\{ikx\}, & x \rightarrow \infty, \end{cases} \quad (5)$$

т.е. можно записать

$$\psi_{left}(x) = \psi_{right}(-x) \quad \text{при} \quad x \rightarrow \pm\infty. \quad (6)$$

Заметим, что в формулах (3) в качестве амплитуд рассеяния рассматриваются амплитуды отражения и прохождения, определенные согласно асимптотическому условию левой задачи рассеяния. Так, в частности, имеем

$$r_1 = \bar{r}_1 \quad \text{и} \quad t_1 = \bar{t}_1. \quad (7)$$

Вследствие свойства симметрии (2) части потенциала (1) левее и правее от начала координат также переходят друг в друга. Следовательно, с учетом (7) можем записать

$$r_1 = \bar{r}_2 \text{ и } t_1 = \bar{t}_2. \quad (8)$$

Согласно одному из основных результатов теории матриц переноса (см., например, [3]), между амплитудами отражения и прохождения электрона, определенными левой и правой задачами рассеяния, существует универсальная связь, которая не зависит от вида рассеивающего потенциала. Так, амплитуды прохождения для левой и правой задач рассеяния совпадают, в то время как амплитуды отражения отличаются фазовым множителем. Используя данный результат, можем записать

$$t_2 = \bar{t}_2 \text{ и } r_2 = -\bar{r}_2^* t_2 / t_2^*. \quad (9)$$

Используя (8), (9), получим

$$1/t_2 = 1/t_1 \text{ и } r_2/t_2 = -r_1^*/t_1^*. \quad (10)$$

Подставляя (10) в (3), легко увидеть, что отношение амплитуд отражения и прохождения электрона для произвольного симметричного относительно центра координат потенциала является чисто мнимой величиной $R/T = i \operatorname{Im}(r_1/t_1^2)$. Заметим также, что когда потенциал симметричен относительно некоторой точки a , то отношение $R/T = i \exp\{i 2ka\} \operatorname{Im}(r_1/t_1^2)$.

Литература

1. Бир Г.А., Пикус Г.Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. -М.: Наука, 1972.
2. Sedrakian D.M., Khachatryan A.Zh. Phys. Lett. A 265, 294, 2000.
3. Azbel Ya.M. Phys. Rev. B 55, 1067, 1983.

ВЛИЯНИЕ ТОПОЛОГИЧЕСКОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ЭЛЕКТРОННЫЕ СОСТОЯНИЯ В ДВОЙНОЙ δ -ЯМЕ

Р. Мовсесян

Современные технологии позволяют получать низкоразмерные системы различных геометрий. Особое место среди них занимают 2D системы, обладающие круговой симметрией, что существенно влияет на их физические свойства [1,2].

В работе [3] рассмотрена 2D система, состоящая из двух узких линейных квантовых ям, образующих угол φ_0 и туннельно связанных друг с другом. Исследовано поведение электронов в этой системе и показано, что электронам энергетически выгодно "скатывание" в область вершины системы (сос-

тояния, близкие к падению на центр). В настоящем сообщении исследован одноэлектронный энергетический спектр этой системы, когда в области вершины присутствует постоянное магнитное поле так, что электроны системы находятся в поле вектор-потенциала.

В полярной системе координат потенциал двойной линейной ямы можно аппроксимировать следующим выражением:

$$U(r, \varphi) = -\frac{U_0 R}{r} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} [\delta(\varphi - 2\pi n) + \delta(\varphi - \varphi_0 - 2\pi n)], \quad (1)$$

где U_0 - характеристическая энергия взаимодействия; R - внешний радиус системы, считающийся намного больше внутреннего радиуса a . Наличие суммы в (1) обусловлено периодичностью системы по азимутальной степени свободы. Исследование электронных состояний проводится в адиабатическом приближении, причем "быстрой" подсистемой является азимутальная степень свободы, а "медленной" - радиальная. Это приближение легко обосновывается - оператор неадиабатичности оказывается пренебрежимо малым.

Волновая функция азимутальной степени свободы описывается уравнением

$$\frac{1}{2m} \left(\hat{p}_\varphi - \frac{e}{c} A_\varphi \right)^2 \psi + U(r, \varphi) \psi = E_0 \psi, \quad (2)$$

где $\hat{p}_\varphi = -i\hbar \frac{\partial}{r \partial \varphi}$ - оператор азимутального импульса, а вектор-

потенциал $\vec{A}(A_\varphi, 0)$ определяется выражением

$$\vec{A} = \frac{\Phi}{2\pi} \vec{\nabla} \varphi, \quad (3)$$

φ - полярный угол, Φ - магнитный поток. Тогда

$$\oint_L \vec{A} d\vec{l} = \Phi, \quad \operatorname{rot} \vec{A} = 0, \quad (4)$$

где контур L охватывает область, ограниченную внутренним радиусом a .

С помощью калибровочного преобразования волновая функция приводится к блоховскому виду

$$\psi(\varphi, r) = \psi_0(\varphi, r) e^{i\alpha\varphi}, \quad (5)$$

где $\psi_0(\varphi, r)$ - 2π -периодична по φ : $\alpha = \Phi/\Phi_0$ - приведенный поток; $\Phi_0 = hc/e$ - элементарный поток.

Итак, поведение азимутальной степени свободы эквивалентно поведению электрона в периодическом поле 1D - решетки с двумя атомами в ячейке; α играет роль блоховского волнового числа, а наличие фазо-

вого множителя нарушает периодичность системы: при обходе по любому замкнутому контуру волновая функция набирает фазу $2\pi\alpha$.

Энергетические состояния азимутальной (быстрой) степени свободы или, что то же самое, эффективный потенциал поля, в котором находится медленная, радиальная степень свободы, определяется дисперсионным уравнением

$$(1 + \eta^2) \hbar^2 2\pi\lambda - 2\eta \text{sh} 2\pi\lambda - \eta^2 \text{ch} \alpha\lambda = \cos 2\pi\alpha, \quad (6)$$

где $\eta = \alpha/2\lambda$, $\lambda^2 = \frac{2m|E_0|r^2}{\hbar^2}$, E_0 - собственное значение энергии

“быстрой” степени свободы; $\alpha = 2(\pi - \varphi_0)$.

Уравнение (6) можно решить в приближении $2\pi\lambda \gg 1$. Тогда

$$E_0 = \varepsilon_0 + \frac{UR}{r} e^{-\gamma r} \cos 2\pi\alpha, \quad (7)$$

где $\gamma = \frac{mUR}{\hbar^2} (2\pi - \varphi_0)$, а $\varepsilon_0 = -\frac{mU^2 R^2}{2\hbar^2}$ есть энергия локализации в

одной δ -яме.

Последнее слагаемое обусловлено экспоненциально малой туннельной связью между δ -ямами, а E_0 является осциллирующей функцией потока.

Из-за малости последнего слагаемого энергетический спектр системы можно построить по теории возмущений. В качестве волновых функций нулевого приближения взяты состояния

$$\psi = A [I_0(kr) - \sigma K_0(kr)],$$

(8)

где A - нормировочный множитель, $\sigma = \frac{I_0(ka)}{K(ka)}$.

Так, в первом порядке теории возмущений “закон дисперсии” электрона имеет следующий вид:

$$\Delta E^{(1)} = \frac{2\hbar^2}{mR^2} e^{-\gamma R} \cos 2\pi\alpha \quad (9)$$

и является периодической функцией приведенного потока.

Таким образом, каждый энергетический уровень размывается в “зону” шириной

$$\Delta = \frac{4\hbar^2}{mR^2} e^{-\gamma R}. \quad (10)$$

Все физические величины - энергия основного состояния, намагниченность, восприимчивость - также являются осциллирующими функциями приведенного потока, что соответствует теореме Янга-Блоха [1].

1. Imry Y. Introduction to Mesoscopic Physics. Oxford, University Press, 2002.
2. Мовсесян Р.М., Саакян А.С. //Изв. НАН РА, 39, 147, 2004.
3. Мовсесян Р.М., Саакян А.С. //Изв. НАН РА, 40, 1, 2005.

ԵՈՎԿԻ ԵՐԿԲՅՈՒՐԵՂ ԵՎ ԵՈՎԲՅՈՒՐԵՂ ԻՆՏԵՐՖԵՐԱՉԱՓԵՐ

Ա. Արոյան, Ա. Խզարջյան

Բյուրեղների անկատարելությունների սովորական ռենտգենյան դիֆրակցիոն պրոյեկցիոն տեղագրերն ունեն եական թերություններ: Առաջին, պրոյեկցիոն տեղագրության ժամանակ բյուրեղների անկատարելությունների տարածական պատկերները պրոյեկտվում են հարթության վրա (ռենտգենյան ֆոտոթիթեղի վրա): Եռաչափ տարածական պատկերը փոխարկվում է երկչափ հարթ պատկերի: Բայց այդ, բյուրեղի տարբեր խորություններում դասավորված, բայց միևնույն դիֆրակցված փնջում պատկեր տվող (միևնույն ուղղությամբ) արատների դիֆրակցիոն պատկերները հաճախ պրոյեկտվում են իրար վրա:

Այս հանգամանքները, որոնք պայմանավորված են սովորական ռենտգենյան դիֆրակցիոն պրոյեկցիոն տեղագրության հնարավորությունների սահմանափակումով, նշանակալի չափով փոքրացնում են տեղագրությունների տարածական և զծային լուծելիությունը:

Երկրորդ, ինչպես հայտնի է, ատոմների շեղումն անդրադարձնող հարթություններում չի հանգեցնում դիտման կետի ուղղությամբ ցրված ալիքների միջև փուլերի լրացուցիչ տարբերության: Հետևաբար, դիֆրակցիոն պատկերները, փաստորեն, այնպիսի արատների (կամ նրանց մասերի) պատկերներ են, որոնք հանգեցնում են շեղումների անդրադարձնող հարթությունների նորմալների ուղղությամբ: Այսպիսով, դիֆրակցված փնջում պարունակվող անկատարելությունների (արատների) սովորական դիֆրակցիոն պատկերները, նույնիսկ մինչև իրենց պրոյեկտումը, լրիվ չեն: Նրանք, առավելապես ներկայացնում են անդրադարձնող հարթությունների նորմալի ուղղությամբ ծագած դեֆորմացիոն դաշտերի պատկերներ: Այլ խոսքով, ռենտգենյան ռեֆլեքսներն արծագանքում են կառուցվածքային արատներին այն դեպքում, երբ այդ արատներով ծագած ատոմների դեֆորմացիոն տեղաշարժերն ուղղահայաց են ատոմական հարթություններին, որոնց անդրադարձումով է ձևավորվում տվյալ ռեֆլեքսը: Անդրադարձնող հարթությունների վրա ընկած արատների տեղաշարժերը չեն ազդում ռեֆլեքսների ինտենսիվության վրա: Մասնավորապես, դիսլոկացիոն գծի (պատկեր) ցայտունությունը խիստ կախված է անդրադարձնող հարթությունների նրկատմամբ Բուրգերսի վեկտորի կողմնորոշումից: Դիսլոկացիայի պատկերն ունի առավելապես ցայտունություն, երբ Բուրգերսի վեկտորն ուղղահայաց է ցանցի անդրադարձնող հարթություններին: Դիսլոկացիան անտեսանելի է, երբ Բուրգերսի վեկտորը գտնվում է անդրադարձնող հարթությունների մեջ: Այնուհետև, սեզրե-գացիայի շերտերի ցայտունությունը կախված է բյուրեղի աճի առանցքի նկատմամբ անդրադարձնող հարթությունների կողմնորոշումից:

Այսպիսով, անդրադարձնող հարթությունների միևնույն ընտանիքից ստացված տեղագրերն ու ինտերֆերագրերը չեն տալիս հետազոտվող բյուրեղի անկատարելությունների լրիվ պատկերը: Ուստի, բյուրեղների դեֆորմացված վի-

ճակի լիարժեք նկարագրման համար անհրաժեշտ է ստանալ միևնույն բյուրեղի արատագիրը, զոնե երկու կամ երեք հարթությունների ընտանիքի օգնությամբ, որոնք տարբերվում են կողմնորոշումով: Այսպիսով, ծագում է միաբյուրեղների անկատարելությունների ռենտգենյան դիֆրակցիոն ամբողջական տարածաչափական տեղագրության մշակման խիստ անհրաժեշտությունը:

Պարզ է, որ արատների պատկերների միարժեք մեկնաբանումը նշանակալիորեն հեշտանում է, երբ սիմետրիկ անդրադարձումով ռենտգենագրերն ստացվում են միևնույն միջհարթությունային հեռավորություններ ունեցող հարթությունների ընտանիքից, որոնք պատկանում են հարթությունների միևնույն համախմբին սիմետրիկ համարժեք հարթությունների համալիրին: Բոլոր հայտնի հետազոտություններում օգտագործվել են միակի ինտերֆերաչափեր, անդրադարձնող հարթությունների մեկ ընտանիք (110): Այդպիսի ինտերֆերաչափերում, որպես կանոն, հարմար է սիմետրիկ համարժեք հարթությունների համախմբին պատկանող միայն մեկ ուժեղ անդրադարձնող հարթությունների ընտանիք՝ կողմնորոշված անդրադարձման համար: Այդ է պատճառը, որ այդպիսի ինտերֆերաչափերից ստացված ինտերֆերագրերը չեն տալիս բյուրեղների անկատարելությունների լրիվ պատկերը:

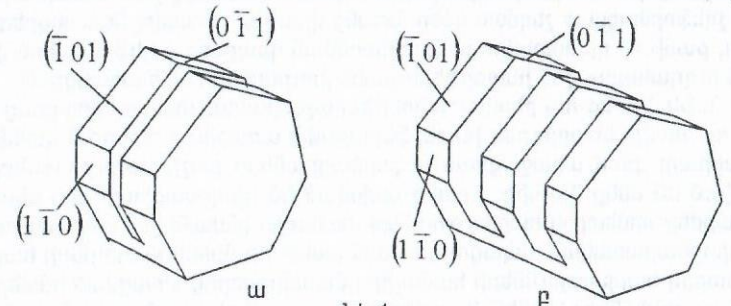
Աշխատանքի նպատակն է այդ բացը լրացնել բազմապատիկ ինտերֆերաչափերի օգնությամբ: Ինտերֆերաչափի բազմապատիկությունը որոշվում է անդրադարձնող հարթությունների ընտանիքների թվով, որոնք պատկանում են անդրադարձման համար հարմար սիմետրիկ, համարժեք հարթությունների միևնույն համալիրին ($\bar{1}\bar{1}0$), ($0\bar{1}1$), ($\bar{1}01$): Բոլոր փորձարարական հետազոտությունները մեր կողմից կատարվել են սիլիցիումի միաբյուրեղների վրա: Ինչպես երևում է

$$\cos \alpha = \frac{h_1 h_2 + k_1 k_2 + l_1 l_2}{\sqrt{h_1^2 + k_1^2 + l_1^2} \cdot \sqrt{h_2^2 + k_2^2 + l_2^2}} \quad (1)$$

բանաձևից ($\bar{1}\bar{1}0$) և ($0\bar{1}1$), ինչպես նաև ($0\bar{1}1$) և ($\bar{1}01$) սիմետրիկ համարժեք հարթությունների միջև α անկյունը հավասար է 60° -ի:

Սեր նպատակին հասնելու համար սիլիցիումի կատարյալ բյուրեղից պատրաստվել է եռակի երկբյուրեղ (նկ.1ա) և եռաբյուրեղ ինտերֆերաչափեր (նկ.1բ): Եռակի երկբյուրեղ ինտերֆերաչափը կազմված է երկու զուգահեռ բյուրեղներից, որոնք բաժանված են իրարից զուգահեռ օղային բացակով: Բյուրեղների հաստությունն ($\sim 4,5$ մմ) այնպիսին է, որ այդ արժեքի դեպքում սիլիցիումի բյուրեղում տեղի ունի MoK_α ճառագայթման բորմանյան անոմալ կլանում: Բացակի լայնությունը՝ $l = 300$ մկմ:

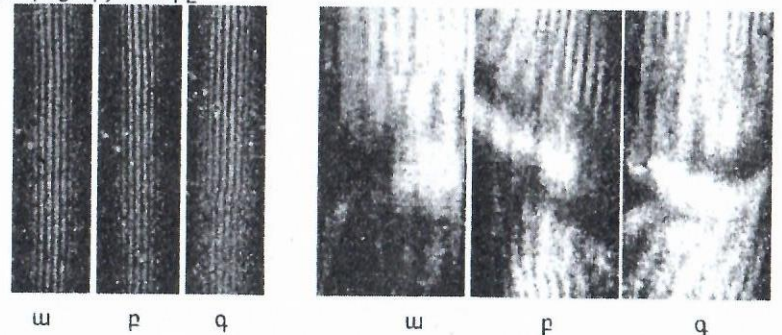
Եթե հարթությունների ընտանիքներից մեկը բերվում է անդրադարձման



Նկ.1

վիճակի, ապա մյուս ընտանիքը մույնպիսի դիրքի բերելու համար անհրաժեշտ է ինտերֆերաչափը պտտել ինտերֆերաչափի մուտքի մակերևութին ուղղահայաց առանցքի շուրջը 60° -ով: Այսպիսով ստեղծվում են պայմաններ եռակի երկբյուրեղ և եռաբյուրեղ ինտերֆերաչափերից միանգամայն միատեսակ ինտերֆերենցոն պատկերներ ստանալու համար: Իհարկե, դրան կարելի է հասնել միայն այն դեպքում, եթե ինտերֆերաչափի բյուրեղները համարյա իդեալական են: Եթե ինտերֆերաչափի բյուրեղները պարունակում են արատներ, որոնց կողմնորոշումները կրկնակի ինտերֆերաչափի անդրադարձնող հարթությունների նկատմամբ տարբեր են, ապա այդպիսի ինտերֆերաչափերի ինտերֆերենցիոն պատկերներն իրարից կտարբերվեն, որն էլ հնարավորություն է տալիս դատելու արատների տարածական կողմնորոշման և այդ արատներով առաջացած դեֆորմացիաների բաշխվածության մասին:

Նկ.2ա-ից 2գ-ում ցույց են տրված եռակի երկբյուրեղ ինտերֆերաչափից $\bar{2}\bar{2}0$, $\bar{2}02$ և $0\bar{2}\bar{2}$ անդրադարձումներով ստացված ինտերֆերագրերը (MoK_α ճառագայթում), իսկ նկ.3ա-ում - 3բ-ում բերված են եռակի եռաբյուրեղ ինտերֆերաչափից $\bar{2}\bar{2}0$, $\bar{2}02$ և $0\bar{2}\bar{2}$ անդրադարձումներով ստացված պրոյեկցիոն տեղագրերը: Այդ նկարների ուշադիր հետազոտումը թույլ է տալիս անել հետևյալ եզրակացությունները.



Նկ.2

Նկ.3

1. Եռակի երկբյուրեղ ինտերֆերաչափի բյուրեղները չեն պարունակում դիսլոկացիաներ: Ինտերֆերագրերի վրա (նկ.2ա-2գ) ստացվել են համարյա իդեալական չդեֆորմացված շեղման գծեր: Նրանց վրա չեն ստացվել նաև սեգրեգացիայի գծեր, քանի որ դիտարկվող անդրադարձման դեպքերում դիֆրակցիոն վեկտորներն ուղղահայաց չեն ինտերֆերաչափի բյուրեղների աճի առանցքին:

2. Նկ. 3ա-3գ-ում բերված ինտերֆերաչափական տեղագրերը ցույց են տալիս, որ եռակի եռաբյուրեղ ինտերֆերաչափի առաջին բյուրեղում գտնվող դիսլոկացիայի գծով առաջացրած դեֆորմացիաների բաշխվածությունները տարբերվում են մեկը մյուսից: Նրանք կախված են դիսլոկացիայի գծի նկատմամբ համարժեք սիմետրիկ հարթությունների համալիր ընտանիքների կողմնորոշումից: Դա փորձարարական ապացույցն է այն բանի, որ միևնույն բյուրեղի համարժեք սիմետրիկ հարթությունների համալիր ընտանիքներից ստացված ինտերֆերենցիոն պատկերները կլինեն միատեսակ միայն այն դեպքում, երբ ինտերֆերաչափի բյուրեղներն իդեալական են:

3. Պարզ տեղագրական մեթոդով կարելի է որոշել դիսլոկացիայի տեսքն ու տեղը: Դիսլոկացիայի տեղը պարզելու նպատակով ստացվել են տեղագրեր եռակի եռաբյուրեղ ինտերֆերաչափի յուրաքանչյուր բյուրեղից, համոզվել, որ նրանում կա միայն մեկ դիսլոկացիայի գիծ և այն գտնվում է առաջին բյուրեղում: Եռաբյուրեղ ինտերֆերաչափի տարբեր հարթությունների ընտանիքներից ստացված դիսլոկացիաների պատկերները տարբերվում են իրարից միայն երկարությամբ և կողմնորոշումով: