

极化电子源的原理及实验研究*

尚仁成 高君芳 肖 渊 庞文宁 邓景康
(清华大学物理系极化物理实验室 北京 100084)

摘 要 简单介绍了极化电子束的获得,即极化电子源,讨论了对电子束极化度的测量,极化电子与原子散射,以及极化电子束在固物理、生物物理、核物理与粒子物理中的应用。

关键词 极化电子 极化度 应变砷化镓

分类号 G34.80

1 简介

从70年代起,极化电子逐渐被应用于物理研究。比如, Kotac 等^[1]和 Ciccacci 等^[2]分别利用过极化电子的散射测定固体材料的物理性能,特别是研究固体表面的磁性能; McClelland 等^[3]和 Hanne 等^[4]通过极化电子束来研究靶原子或分子与电子碰撞的物理过程。在核物理中, Prescott 等^[5]和 Hartmann 等^[6]用极化电子研究宇称不守恒; Donnelly 等^[7]和 Gao^[8]研究了核子的自旋结构。在高能物理中, Tsai Yung Su^[9]通过极化电子束研究 CP 破坏等。为了满足越来越多的需求,极化电子源在近二十年中也得到了飞速的发展,曾用若干种物理材料和物理过程来产生极化电子。其中包括 Hodge 等^[10]用化学方法离化光极化的氦 He(2³S)产生极化电子; Von Drachenfels 等^[11]和 Wainwright 等^[12]利用在铷和钙中的 Fano 效应产生极化电子; Alguard 等^[13]通过锂原子的光电离产生极化电子; Kisker 等^[14]从 W-EuS 尖端用电磁场诱导产生极化电子; Garwin 等^[15]用偏振光致发射的方法从顺磁晶体 EuO 产生极化电子以及 Piere 等^[16]砷化镓晶体表面产生极化电子等。

衡量一个极化源的好坏有以下几个标准: 1) 电子自旋极化度 $P_e = (N_{\uparrow} - N_{\downarrow}) / (N_{\uparrow} + N_{\downarrow})$ 的高低; 2) 电流强度 I 的大小; 3) 优化标准 $P_e \cdot I$, 这个指标是结合极化度 P_e 和电流强度 I 的综合指标; 4) 电子束的能散度 ΔE (在电子中心能量 E_0 处); 5) 电子束发散度 ϵ (在电子中心能量 E_0 处); 6) 电子束极化方向反转的方法以及极化反转时对束流其它参数影响的大小。

表1列出了一些典型的极化电子源的性能。可以看出,虽然有些方法,如用锂原子光电离产生极化电子的方法和从 W-EuS 尖端用电磁场诱导产生极化电子的方法,能产生很高的电子极化度,但它们产生的极化电流强度 I 和优化标准 $P_e \cdot I$ 却很低。此外,用电磁场来改变极化方向的方法使极化方向改变的瞬时性很差。相比之下,用光学方法来改变电子束极化方向有速度快和对电子束传输无影响等优点,因而广受欢迎。综合以上各种指标,用光电离砷化镓晶体表面产生极化电子的方法有明显的优点,加上其实验装置紧凑,技术趋近成熟等优点,近年来该方法被广为采用。随着表面物理的发展,近期内发展起来的应变(Stained)砷化镓晶格能使其离化电子的极化度突破50%的理论极限,最高已达到86%,从而进一步使得砷化镓极化电子源成为标准的极化电子源。

* 国家自然科学基金(项目号19874037)资助。

表1 各种极化电子源极化指标的比较

极化方法	极化度 P_e	电流强度 I 或电子数/脉宽 (脉冲重复频率)	$P_e^2 I / \mu A$	反转极化的方法	$\Delta E / E_0$	发散角 $s / \text{mrad} \cdot \text{cm}$	
极化锂原子	0.85	$2.6 \times 10^9 / 1.6 \mu s$ (180 Hz)	5.4×10^{-2}	磁场反转	$1.50 \times 10^{-3} / 7$	< 10	
光电离	Cs-Fano 效应	0.63	0.025 μA	1.0×10^{-2}	光偏振	3.00×10^{-3}	< 20
	Rb-Fano 效应	0.65	$2.2 \times 10^9 / 12 \text{ ns}$ (50 Hz)	7.4×10^{-3}	光偏振	$< 5.00 \times 10^{-3} / 1.2$	1
化学离化光极化氮	0.40	2 μA	0.32	光偏振	$< 0.15 \times 10^{-2} / 4$	2	
E_0 O 光电离	0.61	$3.0 \times 10^9 / 1 \mu s$ (360 Hz)	6.4×10^{-2}	磁场反转	$2.1 \times 10^{-4} / 7$	≤ 7	
场导 W-EuS 尖端	0.85	0.01 μA	7.0×10^{-3}	磁场反转	0.1/3	8×10^{-4}	
光电离 砷化镓	普通砷化镓	0.43	20 μA ($\leq 1 \text{ mW}$ 入射光)	3.7	光偏振	0.13/0.25	< 20
	应变砷化镓	0.87	2 μA ($\leq 1 \text{ mW}$ 入射光)	1.5	光偏振		

2 极化度的定义

每一个电子都有其自旋态 χ ， χ 可由自旋算子 $\hat{S} = S_x \hat{e}_x + S_y \hat{e}_y + S_z \hat{e}_z$ 在直角坐标系下表示。自旋算子与 Pauli 算子的关系为 $\hat{S} = (\hbar/2)\hat{\sigma}$ 。任一自旋状态 χ 可以用两个独立的自旋态表示：

$$\chi = \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} = a_1 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + a_2 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = a_1 \alpha + a_2 \beta, \quad (1)$$

其中 $\alpha = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ ， $\beta = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ 。即 α 和 β 为算子 σ_z 的两个本征函数，其本征值分别为 +1 和 -1。我们称 α 态为自旋向上的态， β 为自旋向下的态。每一个自由电子总是处于某一自由自旋态 χ ，其中自旋向上的几率为 $|a_1|^2$ ，自旋向下的几率为 $|a_2|^2$ 。假设 χ 态是归一化了的，即 $|a_1|^2 + |a_2|^2 = 1$ 。

对于每个电子来说，可定义其极化度 P 为 Pauli 算符 $\hat{\sigma}$ 对 χ 态的平均值：

$$P = \langle \chi | \hat{\sigma} | \chi \rangle = P_x \hat{e}_x + P_y \hat{e}_y + P_z \hat{e}_z. \quad (2)$$

假设存在 N 个电子，这 N 个电子的极化统计值为

$$P = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N P^{(i)}. \quad (3)$$

如果选择该 N 个电子的极化方向 P 在 \hat{e}_z 方向，即 $P_x^{(i)} = P_y^{(i)} = 0$ 。此时

$$P = P_z \hat{e}_z = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [|a_1^{(i)}|^2 - |a_2^{(i)}|^2] \hat{e}_z. \quad (4)$$

若 N_{\uparrow} 和 N_{\downarrow} 分别代表在 N 个电子中自旋平行于 z 轴方向和自旋反平行于 z 轴方向的电子数目，则有

$$N_{\uparrow} = \sum_{i=1}^N |a_1^{(i)}|^2, \quad N_{\downarrow} = \sum_{i=1}^N |a_2^{(i)}|^2. \quad (5)$$

而 $N = N_{\uparrow} + N_{\downarrow}$ ，所以该 N 个电子的总极化度为

$$P = P_z \hat{e}_z = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} \hat{e}_z. \quad (6)$$

这就是电子束极化度的定义。

极化度是一矢量，若选择一量子化轴，沿此方向极化度取极大值，则称此方向为极化矢量的方向。例如，若多数电子自旋沿正 z 轴方向，显然沿此方向投影时，极化度取极大值。正 z 轴方向就是极化矢量的方向。

下面将从原理和实验角度集中讨论砷化镓晶体极化电子源。

3 砷化镓晶体中极化电子产生的原理

3.1 砷化镓的结构

首先讨论普通砷化镓的能级结构，在布里渊区域内，沿着两个主要对称轴 $[111]$ 轴及 $[100]$ 轴的能级曲线见图 1，对称点 Γ 定义为布里渊区的中心 ($k=0$)。在这点上砷化镓的导带和价带的能量差为极小值。0 K 时 $E_g =$

1.58 eV；室温条件下 $E_g = 1.42$ eV。我们知道，价带在 Γ 附近的波函数呈 p 型，而导带的波函数呈 s 型。利用砷化镓晶体产生极化电子的根本点在于自旋-轨道的相互作用将 p 型的价带能级简并消除，使其分离成为 $P_{3/2}$ 能级和 $P_{1/2}$ 能级。其中 $P_{3/2}$ 能级是四重简并的 ($m = -3/2, -1/2, 1/2, 3/2$)， $P_{1/2}$ 能级上是二重简并的 ($m = -1/2, 1/2$)， $P_{3/2}$ 和 $P_{1/2}$ 的间距为 $\Delta = 0.34$ eV。当用左旋圆偏振光使电子从价带激发到导带时，根据跃迁选择定则 $\Delta m = +1$ ，有 3 种可能跃迁：跃迁 1 对应于 $P_{3/2}(m = -3/2) \rightarrow S_{1/2}(m = -1/2)$ ；跃迁 2 对应于 $P_{1/2}(m = -1/2) \rightarrow S_{1/2}(m = +1/2)$ ；跃迁 3 对应于 $P_{3/2}(m = -1/2) \rightarrow S_{1/2}(m = +1/2)$ 。这 3 种跃迁的几率比为：跃迁 1:跃迁 2:跃迁 3 = 3:2:1 (见图 1)。

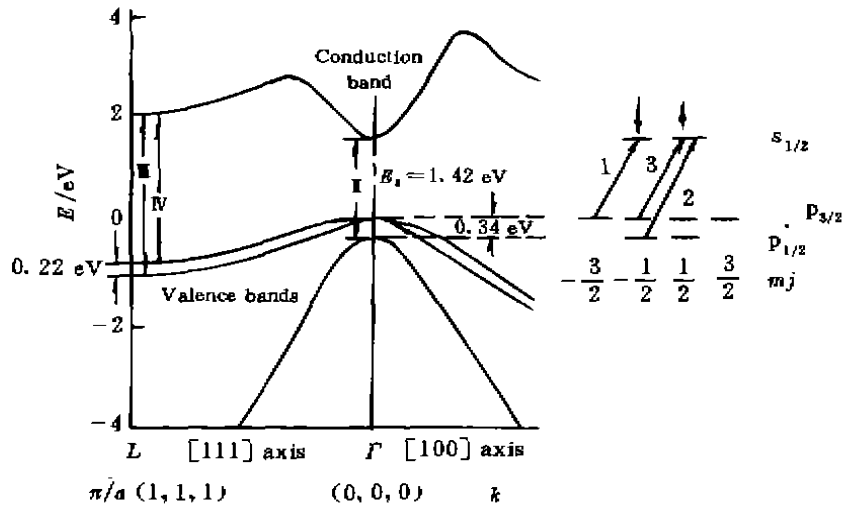


图 1 GaAs 单晶沿布里渊区 $[111]$ 和 $[100]$ 轴的能带

室温下的禁带宽度为 $E_g = 1.42$ eV，由于自旋-轨道耦合造成 $P_{1/2}$ 和 $P_{3/2}$ 带在 Γ 点有 0.34 eV 的分裂

当激发光的能量 $\hbar\omega \geq E_g + \Delta$ 时，跃迁 1、2 和 3 都能实现。而当光子能量 $E_g + \Delta \geq \hbar\omega \geq E_g$ 时， $P_{1/2}$ 态的电子不可能跃迁到导带，只有跃迁 1 和 3 才能实现。在此，量子化轴方向为激光波矢的方向。于是，在 s 型的导带， $m = -1/2$ 态上的电子自旋向下 (\downarrow)，即反平行于激光传输方向。 $m = +1/2$ 态上的电子自旋

向上 (\uparrow)，即平行于激光传输方向。当使用能量为 $E_g + \Delta \geq \hbar\omega \geq E_g$ 的激光时，跃迁 1 所激发的自旋向下，电子数目为跃迁 3 所激发的自旋向上的电子数目的 3 倍。在导带上激发电子的净极化度为 $(-3+1)/(3+1) = -50\%$ ，这里负值代表极化方向反平行于激光波矢方向。若所有这些导带电子都能发射到真空中，

其电子的极化度就为50%。这就是砷化镓极化电子源的理论极化度。

3.2 光电子从砷化镓表面脱离

一般情况下，被激光激发至导带低部的电子是无法从砷化镓晶体表面脱离而成为自由电子的，因为表面清洁的砷化镓晶体的电子亲合势约为+4 eV，也就是说，真空能级

E_{∞} 比激发电子能量高出约4 eV(见图2)。为了使被激发的电子脱离砷化镓晶体表面而成为自由电子，必须对砷化镓晶体表面进行处理，以降低真空能级 E_{∞} ，使其表面从正电子亲合势(PEA)变为负电子亲合势(NEA)。这种砷化镓晶体的表面处理又称为砷化镓表面的活化。空穴载流子注入的砷化镓晶体，其[110]、[100]和[111]表面都可以进行NEA活化。

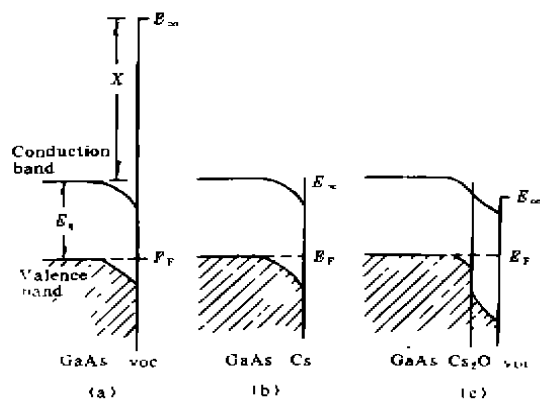


图2 不同表面处理情况下P型GaAs 晶体表面的能带

- a) 清洁 GaAs 表面，具有正的电子亲合势的势 X ；
- b) 表面镀 Cs 后，电子亲合势接近零；
- c) 表面形成一层 CsO 层后，产生负电子亲合势。

Scheer 等^[18]发现通过对砷化镓表面加上 Cs，可使其真空能级 E_{∞} 降为零(见图3)。如果在砷化镓表面镀上一层 Cs_2O ，真空能级 E_{∞} 将进一步降低而产生 NEA 表面。当 NEA 表面形成后，导带上的极化电子将很容易脱离晶体表面而成为自由电子。当形成 NEA 后，在离表面一个扩散长度内被激光激发到导带底的电子都可能会扩散到接近表面发射出来。如果没有形成 NEA 表面，只有在离表面一个高能电子散射长度内激发的高能电子(电子能量高于真空中的电子能级)才能发射出来。在半导体中，热载流子的扩散长度比高能电子的散射长度大得多。这就是 NEA 表面能大大提高电子发射率的原因。

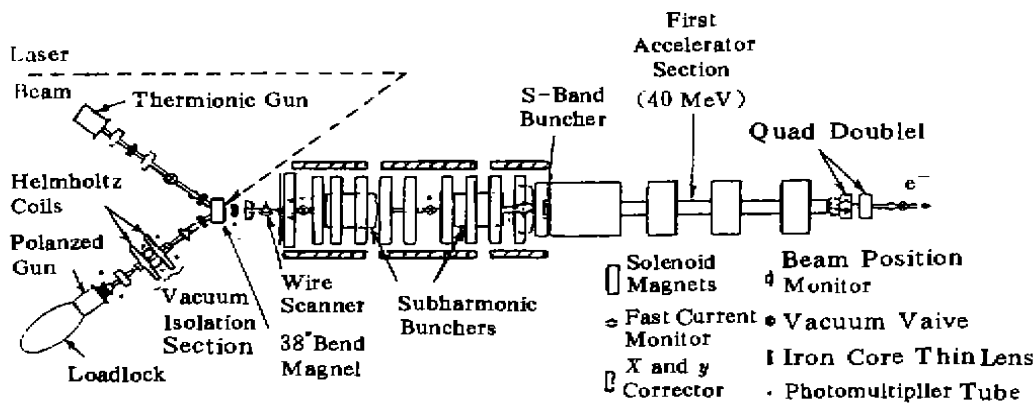


图3 用于SLAC 高能加速器的极化电子源及其注入装置^[19]

4 产生极化电子束的实验方法

基于上述原理，各实验室根据各自的要

求，设计了不同类型的极化电子源。图3为SLAC设计的用于高能加速器的极化电子源示意图，图4为清华大学拟用于原子散射实验

的极化电子源的初步设计, 这些设计虽然结构各不相同, 但有一些要求是相同的。

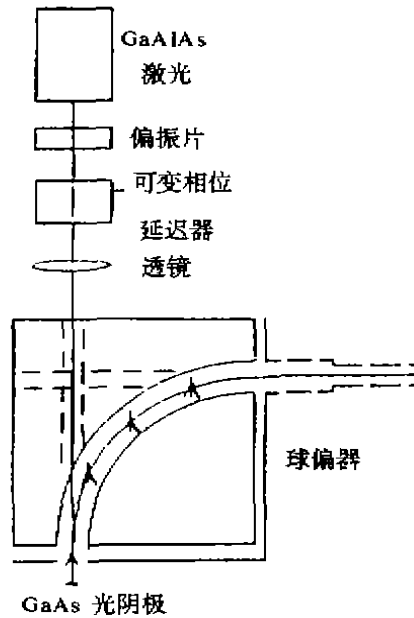


图4 清华大学拟用于原子散射实验的极化电子源

4.1 真空要求

用砷化镓作为极化电子源时, 需要对晶体表面进行处理。另外, 对电子源真空度的要求也十分严格, 要求真空度达到 $1.33 \times 10^{-8} \sim 1.33 \times 10^{-9}$ Pa。为此, 对设计好的系统, 先用涡轮分子泵抽到 1.33×10^{-4} Pa 以上, 再用离子泵和钛升华泵实现超高真空。

4.2 光源要求

为了实现砷化镓晶体的极化电子激发, 激发光频率应符合 $E_g + \Delta \geq \hbar\omega \geq E_g$ 的要求。通常使用的波长为 $780 \sim 850$ nm, GaAlAs 半导体激光器或钛宝石激光常用来作为砷化镓光阴极的激发光源。

偏振激光可通过一个线偏片(LP1)和一个四分之一波长($\lambda/4$)片来实现。当四分之一波片旋转时, 出射激光的偏振度由右旋圆偏振变为左旋圆偏振, 从而可改变电子的极化

方向。

4.3 极化电子束的传输

从砷化镓晶体获得极化电子之后, 很重要的一点是如何将光电子转化成电子束, 并按所需的电子能量将其入射到应用系统中。由于不同的实验用途, 电子光学部分的设计可以很不相同。在一般情况下, 为了获得横向极化的电子束, 也为了使电子束发射方向避开激光的入射方向, 将 90° 球偏转装置插入极化电子束中, 使电子运动方向改变 90° , 而电子的自旋方向保持不变。在进入 90° 球偏转装置之前, 电子极化方向是纵向极化的, 即电子自旋平行于电子的运动方向。而在离开 90° 球偏转装置时, 电子的极化方向垂直于束流方向, 从而变为横向极化。 90° 球偏转装置之后的电子光学装置起两个作用: 增加电子能量和形成平行电子束。设计电子光学的简单构想与光学的相似。这里不再仔细讨论。

4.4 进一步提高极化电子源的极化度

基于普通砷化镓晶体的结构, 在 Γ 对称点附近用 100% 圆偏振光产生的极化电子的极化度为 $P_e \leq 50\%$ 。无论实验上如何改进, 就普通砷化镓晶体而言, 50% 这个极限却是不可突破的。那是在普通的砷化镓晶体中, 在布里渊区的中心 Γ , 价带能级呈对称性。就我们感兴趣的 $P_{3/2}$ 能带来说, 它的子能带、重空穴能带和轻空穴能带呈能级简并。如果能对砷化镓晶体结构作进一步改进而使重空穴消除, 则有可能进一步提高极化度。最常用的提高极化度的方法是所谓的应变晶格方法。例如, 在 GaAs 衬底上生长 $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$ 。由于两种晶体的晶格常数不同, 会对晶体产生一定的应力, 这种应力会破坏晶体的对称性, 从而消除不同能级的简并。然后选择某一些激光频率使电子从价带到导带的跃迁只发生在某一选择的子能带上, 这样就可以突破 50% 这个极限, 而达到 100% 的理想值。Maruyama 等^[19]首次在实验上通过对晶体表面的特殊处理而消除价带能级上重

空穴和轻空穴的能级简并,使极化电子源的极化度达到70%以上. Nakanish^[20]和 Alley^[21]已获得86%的极化度. 此外,也可用超晶格的方法来打破晶格对称,消除能级简并并获得高的极化度. Omori 等^[22]用这一方法已获得71%的极化度.

目前,国际上极化电子源的最高极化度为86%,连续流强可达40 μA 以上,脉冲流强可达 10^{11} 电子/脉冲以上,寿命最长可达500~1 000 h,最好能散度可小于30 meV. 但这些指标不是在同一极化电子源上实现的.

参 考 文 献

- 1 Kolac U, Donath M, Ertl K *et al.* High-performance GaAs Polarized Electron Source for Use in Inverse Photoemission Spectroscopy. *Rev Sci Instr.* 1988, 59: 1 993~1 940
- 2 Ciccacci F, Vescovo E, Chiaia G *et al.* Spin-polarized Electron Gun for Electron Spectroscopies. *Rev Sci Instr.* 1992, 63: 3 333~3 338
- 3 McClelland J J, Scheinfein M R, Pierce D T. Use of Thorium as a Target in Electron-spin Analyzers. *Rev Sci Instr.* 1989, 60: 683~687
- 4 Hanneg R. In: *Correlations and Polarization in Electronic and Atomic Collisions and (e,2e) Reaction*. Edited by P. J. O. Teubner and E. Weigold. IOP Conf Ser., 1992, 122: 15~20
- 5 Prescott C Y, Atwood W B, Cottrell R L A *et al.* Parity Non-conservation in Inelastic Electron Scattering. *Phys Lett.* 1978, B77: 347~352; Further Measurements of Parity Non-conservation in Inelastic Electron Scattering. *Phys Lett.* 1979, B84: 524~528
- 6 Hartmann W, Conrath D, Gasteyer W *et al.* A Source of Polarized Electrons Based on Photoemission of GaAsP. *Nucl Instr and Meth.* 1990, A286: 1~8
- 7 Donnelly T W, Raskin A S. Consideration of Polarization in Inclusive Electron Scattering from Nuclei. *Ann Phys.* 1986, 169: 247~351
- 8 Gao H Y. Thesis. May 1994, California Institute of Technology
- 9 Tsai Yung Su. Production of Polarized τ Pairs and Tests of CP Violation Using Polarized e^\pm Colliders Near Threshold. *Phys Rev.* 1995, D51: 3 172~3 181
- 10 Hodge L A, Moravec T J, Dunning F B *et al.* Mott Electron Spin Polarization Analysis System of Novel Design. *Rev Sci Instr.* 1979, 50: 5~8
- 11 Von Drachefels W, Kock U T, Muller T M *et al.* A Pulsed Source for Polarized Electrons with High Repetition Rate. *Nucl Instr and Meth.* 1977, 140: 47~55
- 12 Wainwright P F, Aigillard M J, Baum G *et al.* Application of a DC Fano Effect Polarized Electron Source to Low Energy Electron-atom Scattering. *Rev Sci Instr.* 1978, 49: 571~585
- 13 Alguard M J, Clendenin J E, Ehrlich R D *et al.* A Source of Highly Polarized Electrons at the Stanford Linear Accelerator Center. *Nucl Instr and Meth.* 1979, 163: 29~59
- 14 Kisker E, Baum G, Mahan A H *et al.* Electron Field Emission from Ferromagnetic Europium Sulfide on Tungsten. *Phys Rev.* 1978, B18: 2 256~2 275
- 15 Garwin E, Meler F, Pierce D T *et al.* A Pulsed Source of Spin-polarization Electrons by Photoemission from EuO. *Nucl Instr and Meth.* 1974, 120: 483~488
- 16 Pierce D T, Celotta R J, Wang G C *et al.* GaAs Spin Polarization Electron Source. *Rev Sci Instr.* 1980, 51: 478~499
- 17 Bell R L. *Negative Electron Affinity Devices*, Clarendon, Oxford, 1973
- 18 Scheer J J, Van Larr J. GaAs-Cs, A New Type of Photoemitter. *Solid State Commun.* 1965, 3: 189~194
- 19 Maruyama T, Garwin E L, Prepost R *et al.* Observation of Strain-enhanced Electron-spin Polarization in Photo-emission from InGaAs. *Phys Rev Lett.* 1991, 66: 2 376~2 379
- 20 Nakanish T, Nagoya Univ. Preprint DPNU-91-23, 1991
- 21 Alley R, Aoyagi H, Clendenin J *et al.* The Stanford Linear Accelerator Polarized Electron Source. *Nucl Instr and Meth.* 1995, A365: 1~27
- 22 Omori T. Nagoya Preprint DPNU-91-12

Principal and Experimental Study of Source of Polarized Electrons

Shang Rencheng Gao Junfang Xiao Yuan Pang Wenning Deng Jingkang
(*Laboratory of Polarized Physics, Department of Physics,
Tsinghua University, Beijing 100084*)

Abstract The getting of polarized electrons was briefly introduced, that is the source of polarized electrons. The measurement of polarization in future, the application of polarized electrons in atomic and molecular physics, condensed physics, biological physics, nuclear and particle physics were discussed.

Key words polarized electron polarization stained GaAs

Classifying number G34.80

(上接第46页)

Equal-time Quantum Transport Theory

Zhuang Pengfei

(*Department of Physics, Tsinghua University, Beijing 100084*)

Abstract In general quantum case the equal-time kinetic hierarchies for the energy moments of the covariant Wigner function were established. The transport and constraint equations for the physical densities which are related to the lower-order moments were extracted from the hierarchies, and it is also proved that the higher-order moments can be expressed in terms of these lower-order moments.

Key words transport theory quantum effect quark-gluon plasma

Classifying number O413